Über die Elektronen- und Ionenstromdichteverteilung in wandfreien Gasentladungen

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Abteilung
der Philosophischen Fakultät der Universität Basel

von

Arnold Sibold

Rheinfelden (Kt. Aargau)

BASEL

Buchdruckerei E. Birkhäuser & Cie., A. G.

1936

Über die Elektronen- und Ionenstromdichteverteilung in wandfreien Gasentladungen

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Abteilung
der Philosophischen Fakultät der Universität Basel

von

Arnold Sibold

Rheinfelden (Kt. Aargau)

BASEL
Buchdruckerei E. Birkhäuser & Cie., A. G.
1936

Genehmigt von der mathematisch-naturwissenschaftlichen Abteilung der philosophischen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren Dr. A. Hagenbach und Dr. M. Wehrli.

Basel, den 5. Dezember 1935.

Prof. Dr. A. Portmann
Dekan.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderabdruck aus Helvetica Physica Acta, IX. Jahrgang, Nr. 2, 1936.

Über die Elektronen- und Ionenstromdichteverteilung in wandfreien Gasentladungen*)

von A. Sibold.

Es wird für Stromdichte- und Raumpotentialmessungen in Bogenentladungen, deren hohe Gastemperaturen den Gebrauch isolierter Sonden nicht zulassen, ein Messverfahren für isolationsfreie Langmuirsonden ausgearbeitet, welches ausser Mittelwerten für ganze Entladungsquerschnitte auch die Werte in einzelnen Entladungspunkten zu erhalten gestattet. Die Anwendung der Messmethode auf den Wolframstickstofflichtbogen führt zu folgenden Ergebnissen:

1. In der positiven Säule steigt in konstantem Kathodenabstand die Elektronenstromdichte mit der Bogenstromstärke an. Bei Abnahme des Gasdruckes von 124 mm Hg auf 49 mm Hg nimmt die Elektronen- und Ionenstromdichte im Plasma stark zu; dagegen bleibt die elektrische Querausdehnung der Entladung nahezu unverändert.

2. Bei einer Bogenlänge von 8 mm besteht für den Druckbereich 124 bis 49 mm Hg von Anode zu Kathode eine Elektronen- und Ionenstromdichtezunahme, welche besonders in Kathodennähe und bei niederen Drucken stark hervortritt. Das Verhältnis von Elektronen- zu Ionenstromdichte nimmt in Richtung von Kathode zu Anode ab.

§ 1. Einleitung.

Stromdichtebestimmungen in Gasentladungen sind nach der von I. Langmuir[1]) und Mitarbeitern begründeten Sondenmessmethode durchführbar. Es sei kurz an die Grundzüge des Langmuirschen Verfahrens erinnert**).

Bringt man in den hochionisierten Gaszustand (Plasma) einer Entladung einen Sondenkörper und verbindet ihn mit der Anode oder Kathode derart, dass der Sonde gegenüber der Elektrode bestimmte Potentiale aufgeprägt werden können, so fliesst ein von diesem Potential abhängiger sogenannter Sondenstrom aus der Entladung in die Sonde ein. Die Ermittlung dieses Stromes als Funktion der Potentialdifferenz zwischen Sonde und Elektrode

*) Über die Ergebnisse dieser Arbeit wurde an der Tagung der Schweiz. Physikal. Ges. referiert am 6. V. 1933, s. M. Wehrli und A. Sibold, Helv. Phys. Acta **6**, 265, 1933.

**) Eine eingehende Darstellung der Sondenmessungen und ihrer Theorie bieten R. Seeliger: Einführung in die Physik der Gasentladungen, 2. Aufl. 1934, oder A. von Engel und M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen, Bd. 2, 1934.

ergibt eine Messcharakteristik der Gasentladung, welche als Langmuirsche Sondencharakteristik bezeichnet wird. In Fig. 4 sind solche Charakteristiken, wie sie im Stickstofflichtbogen erhalten werden konnten, aufgezeichnet.

Die von I. Langmuir (l. c.) und Mitarbeitern aufgestellte Sondentheorie interpretiert den Verlauf irgend einer, z. B. den der mit $r^+ = 1$ mm bezifferten Kurve der Fig. 4 in folgender Weise: Bei grossen, zwischen Anode und Sonde herrschenden Potentialdifferenzen U_s^+, welche auf der Abszisse eingetragen sind, fliesst ein Ionenstrom I_s^+ aus der Entladung in die Sonde ein. Dieses I_s^+ ist in Fig. 4 (und in allen folgenden Fig.) durch den unterhalb der Abszisse geradlinig verlaufenden Ast der Kurve $r^+ = 1$ mm als Funktion von U_s^+ dargestellt. Bei abnehmendem U_s^+ können Elektronen gegen das Sondenfeld anlaufen, welche gleichzeitig mit dem Ionenstrom I_s^+ als Elektronenstrom in die Sonde eingehen. Die dabei eintretende Verminderung von I_s^+ zeigt sich in Kurve $r^+ = 1$ mm durch ihr zur Abszisse gerichtetes Abschwenken vom geradlinigen Verlauf. Im Schnitt zwischen Kurve und Abszisse hat infolge ständigen U_s^+- Rückgangs der Elektronenstrom an Grösse den Ionenstrom erreicht, so dass effektiv ein Sondenstrom $I_s = 0$ gemessen wird. Bei weiterem Fallen von U_s^+ herrscht der in die Sonde eingehende Elektronenstrom vor. Dieser ist in Fig. 4 (und in den folgenden Fig.) von einem geringen, durch die wenigen noch gleichzeitig in die Sonde eingehenden Ionen bedingten Fehler abgesehen, durch den steilen Kurvenanstieg oberhalb der Abszisse gekennzeichnet und wird I_s^- geheissen.

Im Kurvenabschnitt über der Abszisse ist unmittelbar rechts vom Wert $I_s = 0$ ein Knie ausgebildet. I. Langmuir (l. c.) bewies an seinen in Entladungen tiefer Gasdrucke gemessenen Charakteristiken, dass in der Nähe dieser Kurvenkniestelle die Sondenspannung mit dem Raumpotential der Entladung übereinstimmt. J. Dürrwang[2]) konnte zeigen, dass auch bei den in Gasentladungen hohen Druckes zu erhaltenden Charakteristiken im Bereich des Kurvenknies Übereinstimmung zwischen Sonden- und Raumpotential bestehen muss.

Aus dem Verlauf des derart interpretierten Teils von Langmuircharakteristiken können, wie in den folgenden Abschnitten beschrieben werden soll, Stromdichten in beliebigen Stellen der positiven Säule ermittelt werden.

Es sei erwähnt, dass Langmuirsche Sondenmessungen erstmals von W. B. Nottingham[3]) und M. Wehrli[4]) zu Untersuchungen

in Lichtbogenentladungen bei hohen Gasdrucken, wie sie auch hier vorliegen, mit Erfolg herangezogen worden sind*).

Die im Folgenden beschriebenen Messungen stellen eine Fortsetzung und gleichzeitige Erweiterung der von M. Wehrli im Stickstofflichtbogen unternommenen Untersuchungen dar, indem hier nicht mehr, wie bisher, nur für einzelne Entladungsquerschnitte geltende Mittelwerte der Stromdichten und Raumpotentiale gemessen wurden, sondern die räumliche Verteilung dieser Ionisationsgrössen aufgesucht werden konnte.

§ 2. Messverfahren.

Mit Quarz oder Glas isolierte Sonden von definierter Oberfläche, wie sie beispielsweise M. J. Druyvesteyn[9]) zur Untersuchung des Ionisationszustandes des Plasmas bei tiefen Gasdrucken verwendet hat, erwiesen sich im vorliegenden Fall aus folgenden Gründen als ungeeignet: Die Quarz-Isolation wird infolge Erwärmung stromleitend und überzieht sich wegen der Kathodenzerstäubung mit einer Metallschicht. Ferner stört die durch die Quarzhülle verdickte Sonde die Entladung beträchtlich. Die Isolationszerstörung ist vermeidbar, wenn man die Sonden nach W. B. Nottingham (l. c.) mit etwa 60 cm pro Sekunde durch die Entladungssäule schwingt. Dabei ergeben sich aber keine absoluten Stromdichtewerte und zudem setzt diese Methode einen raschen Aufbau der Ionenschichten um die Sonde voraus.

Für die vorliegenden Stromdichtebestimmungen wurde deshalb ein besonderes Messverfahren ausgearbeitet, welches diese Nachteile umgeht. Man stösst eine nicht isolierte Zylindersonde (Wolframdraht) derart in die positive Säule, dass die Achse des Sondenzylinders senkrecht zur Entladungsachse und radial auf diese hingerichtet ist. Fig. 1a zeigt die Sondenlage im Aufriss, ferner die Sondenform und enthält die zur Bestimmung des Sondenortes nötigen Massbezeichnungen.

Befindet sich die Sondenspitze in X, so möge der in dieser Lage gemessene Gesamtstrom, welcher entsprechend der Potentialdifferenz U_s^+ längs der ganzen Sonde einfliesst, mit $I_s(X)$ bezeichnet werden. Verschiebt man die Sonde parallel ihrer Achse um eine kleine Strecke ΔX weiter in die Entladung, so stellt sich für jedes U_s^+

*) In der Folge sind noch weitere Untersuchungen nach der Methode von I. Langmuir in Entladungen bei Drucken $>$ 10 mm Hg von R. Seeliger und R. Hirchert[5]), E. H. Bramhall[6]), J. Leland Meyer[7]) und K. Sommermeyer[8]) durchgeführt worden, wobei die Zulässigkeit der Langmuirschen Messweise für diese Entladungsformen zum Teil eingehend geprüft wurde.

eine Stromzunahme von ΔI_s ein. ΔI_s entspricht jenem Stromteil, welcher längs ΔX aus der Entladung in die Sonde eingeht und ergibt als Funktion von U_s^+ gemessen eine Langmuirsche Charakteristik. Wenn diese für die Verschiebung $\Delta X = 1$ ermittelt wird, die Charakteristik also $\Delta I_s/\Delta X = f(U_s^+)$ darstellt, so möge sie im Folgenden als Differenzencharakteristik bezeichnet werden. Aus dieser ist die Dichte des aus einer Entladungsstelle X in die Sonde einfliessenden Stromes nach folgenden Überlegungen zu erhalten:

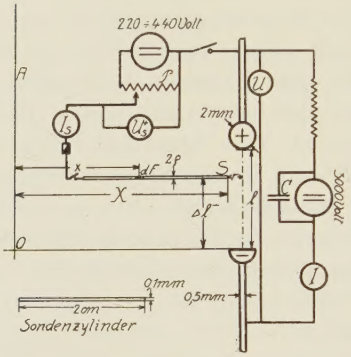

Fig. 1a.
Sondenschaltung.

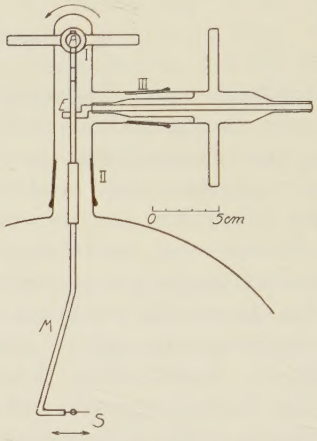

Fig. 1b.
Sondenführung.

X misst den Abstand zwischen Sondenspitze und Ordinate A, x den Abstand des Sondenflächenelementes $dF = 2\pi\varrho\,\Delta x$ (ϱ = Sondenradius) von A. Δl^- gibt die Entfernung zwischen Sondenachse und Kathodenoberfläche. Ferner ist aus Fig. 1a die Schaltung der Sonde ersichtlich: Mittels des Potentiometers P können zwischen Anode und Sonde die notwendigen Potentialdifferenzen U_s^+ erzeugt werden. I_s misst den auf die Sonde fliessenden Elektronen- bzw. Ionenstrom.

Für $I_s(X)$ besteht bei vorgegebenem U_s^+ die Beziehung:

$$I_s(X) = 2\pi\varrho \int_0^X i(x)\,dx + \pi\varrho^2\, i(X). \qquad (1)$$

Der erste Summand, in dem $i(x)$ die Dichte des am Orte x (s. Fig. 1a) in die Sonde eingehenden Stromes bezeichnet, umfasst den längs des Sondenmantels einfliessenden Stromteil. Der im Orte X in die Sondenvorderfläche eingehende Strombetrag, dessen Dichte entsprechend mit $i(X)$ bezeichnet sei, ist durch den zweiten Summanden gegeben.

Aus (1) folgt:

$$\frac{dI_s}{dX} = 2\pi\varrho \cdot i(X) + \pi\varrho^2 \frac{di(X)}{dX}. \tag{2}$$

Hieraus ergibt sich der Dichtewert $i(X)$ des aus X stammenden Sondenstromes in guter Näherung als Funktion von dI_s/dX, wenn man bedenkt, dass bei genügend dünnen Zylindersonden, also bei hinreichend kleinem ϱ der zweite Summand auf der rechten Seite von (1) und folglich auch von (2) vernachlässigt werden kann. Als nullter Näherungswert folgt hierdurch aus (2) für $i(X)$:

$$i(X) = \frac{1}{2\pi\varrho} \frac{dI_s}{dX}. \tag{3}$$

Hierin darf

$$\frac{dI_s}{dX} \text{ durch } \frac{\Delta I_s}{\Delta X}$$

aus der Differenzencharakteristik ersetzt werden, wenn die Sondenverschiebung ΔX hinreichend klein gewählt worden ist.

Wenn man in (2) für $di(X)/dX$ den Wert aus (3) einsetzt, so erhält man einen ersten Näherungswert für $i(X)$:

$$i(X) = \frac{1}{2\pi\varrho} \frac{dI_s}{dX} - \frac{1}{4\pi} \frac{d^2 I_s}{dX^2}. \tag{4}$$

Eine zweite, ähnlich vorzunehmende Substitution führt zur zweiten Näherung für $i(X)$:

$$i(X) = \frac{1}{2\pi\varrho} \frac{dI_s}{dX} - \frac{1}{4\pi} \frac{d^2 I_s}{dX^2} + \frac{\varrho}{8\pi} \frac{d^3 I_s}{dX^3} \tag{4a}$$

worin $d^2 I_s/dX^2$, $d^3 I_s/dX^3$ durch Ermittlung entsprechender Differenzencharakteristiken zu bestimmen wären.

$i(X)$ ergibt in seiner Abhängigkeit vom Sondenpotential U_s^+ eine Langmuirsche Charakteristik $i(X) = f(U_s^+)$, welche durch ein Knie das Raumpotential für die Stelle X anzeigt. Das im Knie gelegene $i(X)$ ist bis auf einen geringen Fehler mit der Elektronenstromdichte der Entladung, welche mit $j^-(X)$ bezeichnet sei, identisch. Die entsprechende Ionenstromdichte $j^+(X)$ wird in Verbindung mit einer von I. Langmuir angegebenen Extrapolation der Charakteristik ebenfalls durch die Kniestelle angezeigt (s. § 5).

*

§ 3. Versuchsanordnung.

Der Lichtbogen befindet sich in einem Glaskolben vom Durchmesser 21 cm. Die Anordnung der Wolframelektroden*) zeigt Fig. 1a: Kugelförmige Anode senkrecht über der halbkugeligen Kathode, beide vom Durchmesser 2,0—2,2 mm, auf Stäben von 2,0—2,5 cm Länge und 0,5 mm Dicke sitzend. Die in § 2 beschriebene Art der Sondeneinführung verlangt einen Mechanismus, wie ihn Fig. 1b von oben gesehen zeigt: Ein Messingstab M, auf der einen, email-isolierten Seite die Zylindersonde S tragend, ist in A durch Schliff I drehbar. Diese Führung wird mittels Schliff II derart am Entladungsgefäss angebracht, dass die Sonde S in der verlangten Weise, nämlich senkrecht zur Bogenachse und radial in die Entladung eingestossen werden kann. Für die Messungen bewegt sich S nur über eine Strecke von 1 cm; dabei ist die Abweichung von streng geradliniger Sondenführung gering, weil der Stab M eine Länge von 28,5 cm hat. Um den Zylinder S in verschiedenen Kathodenabständen Δl^- (s. Fig. 1a) in die Entladung stossen zu können, ruht der Träger M auf dem Exzenter E, durch dessen Drehung mittels Schliff III die Höhenlage von S zu verändern ist. Die Lage der Sonde S: Abstand r ihrer Spitze von der Bogenachse und Entfernung Δl^- von der Kathodenfläche ist mit 2 Kathetometern auf $\pm$ 0,05 mm genau messbar. Die Kathetometer ermöglichen auch während der Messungen eine stete Prüfung der Sondenform, sowie eine Kontrolle, ob sich S hinreichend genau in einer die Entladungsachse enthaltenden Ebene bewegt.

Die Art der Reinigung des Stickstoffes von den letzten Resten Sauerstoff durch Strömenlassen über erhitzte Kupfersiebe, ferner seine Trocknung durch langsames Fliessen in Rohren, festes Kaliumhydroxyd, Calciumchlorid und Phosphorpentoxyd enthaltend, ist in den technischen Einzelheiten von M. Wehrli[10]) und E. Sieboth[11]) eingehend beschrieben worden.

Da nach F. Penning[12]) Schwingungen im Entladungsstromkreis die Sondenmessungen beeinflussen, wird nach M. Wehrli[13]) und P. Bächtiger zur Stabilisierung der Betriebsspannung der Hochspannungsmaschine eine Kapazität C von 12 MF parallel geschaltet (s. Fig. 1a). Dies erweist sich als vollkommen hinreichend, indem wiederholte Prüfungen gezeigt haben, dass eine weitere Stabilisierung durch Glühkathodenröhren, wie sie ebenfalls von M. Wehrli und P. Bächtiger (l. c.) durchgeführt worden ist, sich in den Messergebnissen nicht auswirkt.

*) Die „Vereenigde Draadfabrieken" in Nijmegen (Holland) stellten mir Wolframdraht für Elektroden und Sonden zur Verfügung, wofür ich ihnen hiemit besonders danke.

§ 4. Vormessungen.

Nicht isolierte Zylindersonden, welche hier infolge der hohen Gastemperaturen allein zur Verwendung kommen können, bedingen eine umständliche Messweise, haben aber gegenüber isolierten Sondenkörpern den Vorteil, wegen ihrer kleinen Dimensionierung die stationären Verhältnisse in der positiven Säule wenig zu ändern. Beeinflussungen der Säule sind auch hier nicht zu umgehen, und eine unvermeidbare systematische Störung der Entladung wirkt sich beim Einschieben der Sonde in einer Erhöhung der Elektrodenspannung aus, wobei dicke Sonden gegenüber dünnen eine wesentlich grössere Spannungszunahme verursachen.

Zylindersonden vom Radius $\varrho = 0{,}05$ mm im Kathodenabstand $\Delta l^- = 4$ mm eingeführt, erhöhten bei der Bogenlänge $l = 8{,}0$ mm, der Bogenstromstärke $I = 0{,}09$ A und dem Gasdruck $p = 50$ mm Hg die Elektrodenspannung U um ca. 3%; bei $p = 128$ mm Hg war die U-Zunahme ca. 2,5%. Die entsprechenden Erhöhungen von U durch eine dickere Sonde ($\varrho = 0{,}15$ mm) betrugen ca. 7% bzw. 5%. Es ist also notwendig, mit möglichst dünnen Sonden zu messen, damit die Entladungsstörung bzw. Spannungserhöhung, deren Betrag, wie noch gezeigt wird, bei der Stromdichtebestimmung zu berücksichtigen ist, möglichst klein wird.

Ferner ist die Verwendung dünner Sonden aus folgendem Grunde unerlässlich: Misst man Langmuircharakteristiken einmal mit ungeheizten, dann mit hinreichend erwärmten Sondenkörpern, was hier mit Hilfe der von M. Wehrli und P. Bächtiger (l. c.) gebauten Glühsonden durchgeführt werden konnte, so zeigt sich innert gewisser Grenzen eine mit der Temperatursteigerung der Sonde parallel gehende Zunahme des Sondenstromes. Dieser Stromzuwachs kann nur davon herrühren, dass im ungeheizten Zustand die Sonde kälter als das sie umgebende Gas ist, und deshalb in ihrer Nähe eine Gasverdichtung eintritt, welche das Einfliessen der Ladungsträger hemmt. Bei Sondenheizung, die nicht bis zum Eintritt störender Elektronenemission getrieben werden darf, kann sich diese Gasverdichtung weniger oder gar nicht ausbilden, so dass die Träger ungehindert einzufliessen vermögen.

Die systematische Beeinflussung der Sondenstrommessungen durch diesen thermischen Effekt ist aus Fig. 2a und Fig. 2b zu ersehen. Die beim Gasdruck $p = 50$ mm Hg gemessenen Elektronenstrom-Charakteristiken in Fig. 2a zeigen an der Stelle stärkster Krümmung unmittelbar rechts vom Stromwert $I_s^- = 0$ einen Stromunterschied von ca. 10%, wobei die Temperatur der ungeheizten Sonde 1475° K und die der geglühten 1870° K betragen

hat. Die Temperaturmessungen erfolgten mit einem Glühfadenpyrometer*) nach Holborn und Kurlbaum auf 10^0 genau. Derselbe Versuch beim Gasdruck $p = 128$ mm Hg (Fig. 2b) zeigte hingegen an derselben Kurvenstelle keinen nennenswerten Stromunterschied.

Die Erhitzung einer dickeren Sonde ($\varrho = 0{,}15$ mm) hatte ausser der Stromzunahme noch eine ausgeprägte Verschiebung der Charakteristik parallel der Abszisse zur Folge, wie aus Fig. 3 zu ersehen ist. Die Verlagerung ist dadurch bedingt, dass mit dem Heizen der Sonde infolge verminderten Energieentzuges ein Sinken der Bogenspannung U eintritt, welche, was besonders

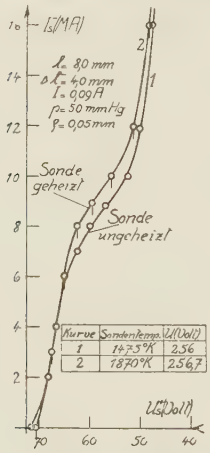

Fig. 2a.

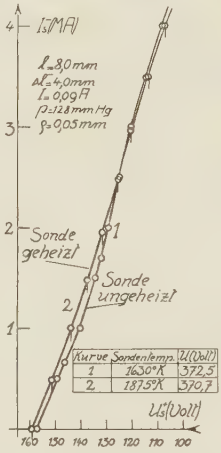

Fig 2b.

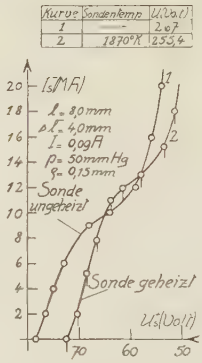

Fig. 3.

Elektronenstrom-Charakteristiken mit geheizten und ungeheizten Sonden aufgenommen.

erwähnt sei, gemäss den Angaben C. Zwikkers[14]) nicht durch Elektronenemission bedingt sein kann. Weil die auf der Abszisse eingetragenen Zahlenwerte die Sondenspannung gegen die Anode messen, mussten beim Sinken von U diese Werte sich vermindern, die Kurve sich demnach nach rechts verschieben.

Die Änderung der Elektronen- und Ionensondenströme, bedingt durch die in Sondennähe bestehende Gasverdichtung, ist umso geringer, je dünner der einzuführende Sondenzylinder gewählt wird, weil naturgemäss dünne Sonden sich den Gastemperaturen besser angleichen. Indessen ist für die Sondendicke eine untere Grenze vorgeschrieben, indem die Erhitzung der Sonde bei dünn gewähltem Durchmesser so hoch ansteigt, dass

*) Geeicht von der physikal. techn. Reichsanstalt Berlin.

Elektronenemission einsetzt. Diese beträgt nach C. Zwikker (l. c.) für Wolfram bei 2160° K im Vakuum gemessen, 0,00885 A · cm^{-2} und kann oberhalb dieser Temperatur die zu bestimmenden Stromdichten merklich beeinflussen. Deshalb wurde für alle Messungen der Durchmesser 2 ϱ des Sondenzylinders, dessen Länge 2—2,2 cm war, zu 0,1 mm gewählt, sodass seine Temperatur nie über 1800° K anzusteigen vermochte und demgemäss die Elektronenemission den Wert 0,7 · 10^{-4} A · cm^{-2} nicht erreichen konnte.

Bei diesen Sonden liegt die Beeinflussung des Sondenstromes durch die Gasdichteänderung unter 10% und damit innerhalb der mit der Reproduzierbarkeit der Charakteristiken gegebenen Messgenauigkeit. Es durfte somit eine Korrektur an den gemessenen Sondenströmen unterbleiben. Überdies ist beim gewählten Sondendurchmesser 2 $\varrho = 0{,}1$ mm, wie alle Stromdichtemessungen zeigten, die in § 2 gemachte Vernachlässigung des auf die Sondenvorderfläche einfliessenden Stromes zulässig.

Inbezug auf die Reproduzierbarkeit der Charakteristiken wurde festgestellt, dass die Abweichungen in den Messungen nicht grösser als 3% sind, wenn sie bei derselben Gasfüllung wiederholt wurden. Erneuerte man sowohl die Gasfüllung als auch das Elektrodenmaterial, so unterschieden sich die Messwerte insbesondere bei Drucken < 60 mm Hg bis zu 16%. Es sei aber bemerkt, dass diese Reproduzierbarkeitsgrenze hinsichtlich der zu messenden Stromdichten sich verengert, weil hiefür nach § 2 nicht die Sondenströme selbst, sondern die Differenzen, welche geringere Schwankungen zeigen, massgebend sind.

§ 5. Anwendung des Messverfahrens.

Inbezug auf den zweckmässigen Gang der Stromdichtebestimmungen im Stickstofflichtbogen sind, je nachdem das Raumpotential quer zur Entladungsachse konstant ist, oder sich stetig ändert, zwei Fälle zu unterscheiden. Diese mögen an entsprechenden Messbeispielen erläutert werden, für welche folgende gemeinsamen Entladungsbedingungen eingehalten worden sind: Bogenlänge $l = 8{,}0$ mm (l blieb für alle Messungen unverändert), Bogenstrom $I = 0{,}09$ A, Abstand Kathode—Sonde $\Delta l^- = 2{,}0$ mm.

A) Messbeispiel bei radial konstantem Raumpotential. (Gasdruck $p = 49$ mm Hg.)

In der durch Fig. 1a und Fig. 1b erläuterten Art wird die Sonde in die Randzone der Entladung eingestossen und eine vollständige Charakteristik gemessen. Nach je einer Verschiebung

der Sonde um ΔX wiederholt sich dieselbe Messung, bis die Sondenspitze in der Bogenachse angelangt ist. Dabei ergibt sich eine Schar von Charakteristiken, wie sie Fig. 4 zeigt.

Jeder Kurve ist die für sie geltende Entfernung r (mm) der Sondenspitze von der Bogenachse angeschrieben. Es ist zu ersehen, dass die Sonde im Abstand $r = 9$ mm zur Messung angesetzt wurde,

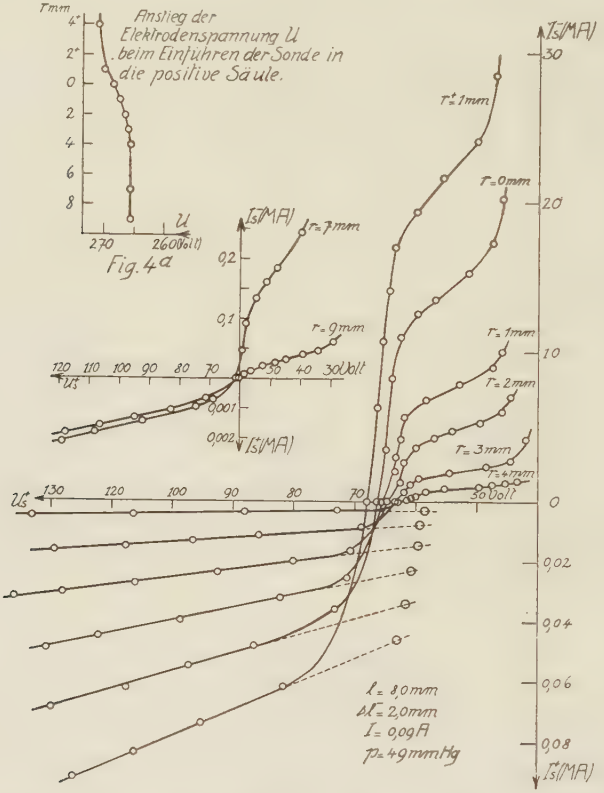

Fig. 4.

Sondencharakteristiken, aufgenommen in bestimmten Bogenachsenabständen.

um dann um die Strecken $\Delta X = 2$ mm, 3 mm, und weiter um je 1 mm bis zur Bogenachse vorgerückt zu werden. Ferner ist noch eine Charakteristik (grösste Stromwerte I_s) gemessen worden, nachdem die Sondenspitze um $r = 1$ mm über die Bogenachse hinausragte.

Aus diesen Kurven sind die nach § 2 zur Stromdichtebestimmung notwendigen Quotienten $\Delta I_s/\Delta X$, $\Delta^2 I_s/\Delta X^2$, $\Delta^3 I_s/\Delta X^3$ auf folgende Art zu gewinnen:

Man stellt zuerst die im Raumpotentialbereich in die Sonde eingehenden Elektronen- und Ionenströme fest. Deren algebraische Summen werden in Fig. 4 durch die in den Knickstellen der Charakteristiken gelegenen I_s^--Werte vermittelt. Aus diesen I_s lassen sich nach I. Langmuir (l. c.) die gesuchten Sondenströme des Raumpotentialabschnittes extrapolieren, indem man, wie in Fig. 4 ausgeführt, die geraden, unterhalb der Abszisse liegenden Kurventeile nach niederigeren U_s^+-Werten verlängert. Die derart festgelegten I_s^+ bedeuten die im Raumpotentialgebiet in die Sonde eingehenden Ionenströme. Die entsprechenden Elektronenströme ergeben sich aus der Differenz zwischen den über der Abszisse liegenden I_s^--Werten und den extrapolierten Ionenströmen. Diese Differenzen unterscheiden sich um ca. 1% vom effektiv gemessenen und in Fig. 4 eingetragenen Elektronenstrom I_s^-, sodass hier und in den folgenden Messungen für die Elektronenstromdichte-Bestimmungen die direkt gemessenen I_s^- verwendet werden konnten.

Bei der Messung der Kurven in Fig. 4 trat durch das Einschieben der Sonde die in § 3 erwähnte Erhöhung der Elektrodenspannung U ein. Die U-Zunahme zeigt Fig. 4a, worin auf der Ordinate die Werte r, auf der Abszisse Mittelwerte der jeweils während einer Charakteristiken-Aufnahme gemessenen Bogenspannungen U aufgetragen sind. Infolge dieses U-Anstiegs ist — vorausgesetzt, dass dabei das Raumpotential konstant bleibt — die Differenz zwischen Anoden- und Raumpotential ebenfalls stetig gestiegen. Deshalb verlagerten sich die Kurven mit wachsendem U parallel der Abszisse zu grösseren U_s^+-Werten, wie aus der Lage der Abszissenpunkte der Charakteristiken in Fig. 4 hervorgeht. Die derart verschobenen Kurven müssen notwendigerweise auf einheitliches, am zweckmässigsten auf das hier für den sondenfreien Lichtbogen geltende Anodenpotential bezogen werden und sind deshalb um die jeweilige von Kurve zu Kurve bestehende Erhöhung ΔU nach niedrigeren U_s^+ zu versetzen. Fig. 5 enthält die in diesem Sinne korrigierten Elektronenstromkurven aus Fig. 4.

Die Kurvenkorrektion um den vollen Betrag ΔU ist durch folgende Umstände bedingt: Es ist aus Stabilitätsgründen das Sondenpotential durchwegs gegen die Anode gemessen worden. Um weniger als ΔU zu korrigieren wäre nur dann zulässig, wenn sich beim Einschieben der Sonde der Kathodenfall erhöhte. Nach Messungen von M. Wehrli und P. Bächtiger (l. c.) ist dies bei den hier geltenden Entladungsbedingungen nicht der Fall. Diese Autoren zeigten, dass der Kathodenfall erst merklich ansteigt, wenn eine 1,7 mm dicke Stabanode der Kathode auf die Entfernung $\Delta l^- = 2$ mm genähert wird. Die hier verwendete 0,1 mm

dicke Sonde wird deshalb im eingehaltenen Abstand $\Delta l^- = 2$ mm den Kathodenfall nicht beeinflussen. Ausserdem geht aus besonderen Messungen von M. Wehrli (l. c.) hervor, dass bei Verwendung kalter Sonden sich beinahe die gesamte Erhöhung der Bogenspannung U auf die Strecke Anode—Sonde verteilt, demnach sich ΔU in der Verschiebung der gegen die Anode gemessenen Charakteristiken voll auswirkt.

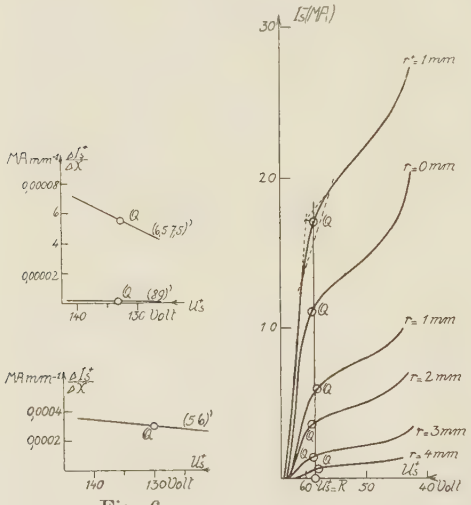

Fig. 6.
Differenzencharakteristiken zum Messbeispiel B) in § 5.

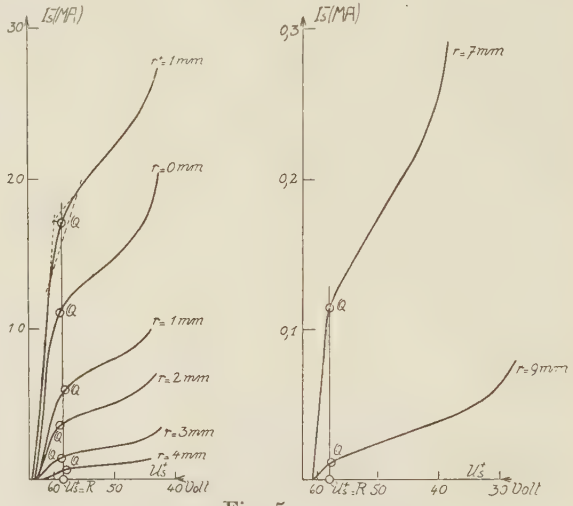

Fig. 5.
Korrigierte Sondencharakteristiken der Fig. 4 aus Messbeispiel A).

Wie schon in § 1 bemerkt, bewies J. Dürrwang (l. c.), dass bei den hier im Stickstofflichtbogen gemessenen Charakteristiken die Raumpotentiallage durch die rechts vom Stromwert $I_s = 0$ ausgebildete maximale Krümmungsstelle

$$\frac{d^3 I_s}{d U_s^{+3}} = 0$$

angezeigt wird. Dadurch ist in den Kurven der Fig. 5 das Raumpotential festgelegt und durch Punkte Q markiert worden. Die noch bestehende Unmöglichkeit genauester Raumpotentialermittlung verursacht im vorliegenden Fall hinsichtlich der vorzunehmenden Bestimmung von $j(X)$ keinen grossen Fehler, weil zum Aufsuchen von $j(X)$ nicht die im Raumpotential direkt gemessenen I_s, sondern die Differenzen je 2 solcher massgebend sind, und der Unterschied dieser Differenzwerte ist im Bereiche der Raum-

potentiallage gering. Im Folgenden wurden die Kurvenpunkte Q als Raumpotentialstellen der Charakteristiken bezeichnet.

Nach Festlegung der Q-Punkte sind die Quotienten

$$\frac{\Delta I_s^-}{\Delta X}, \quad \frac{\Delta^2 I_s^-}{\Delta X^2}, \quad \frac{\Delta^3 I_s^-}{\Delta X^3} \tag{5}$$

aus den Elektronensondenströmen direkt im Raumpotential bestimmbar. Man entnimmt aus Q die I_s^--Werte und zeichnet sie als Funktion von r auf, wodurch man zu der in Fig. 7a enthaltenen Kurve gelangt.

Weil hierin $\Delta X = r_\mu - r_\nu$, wobei r_μ, r_ν 2 hinreichend nahe zusammenliegende Abszissenpunkte bezeichnen, liefert der Steigungsverlauf der Kurve die Quotienten (5) im Raumpotential, welche in (3) bzw. (4), (4a) eingesetzt, unmittelbar $j^-(X)$ ergeben.

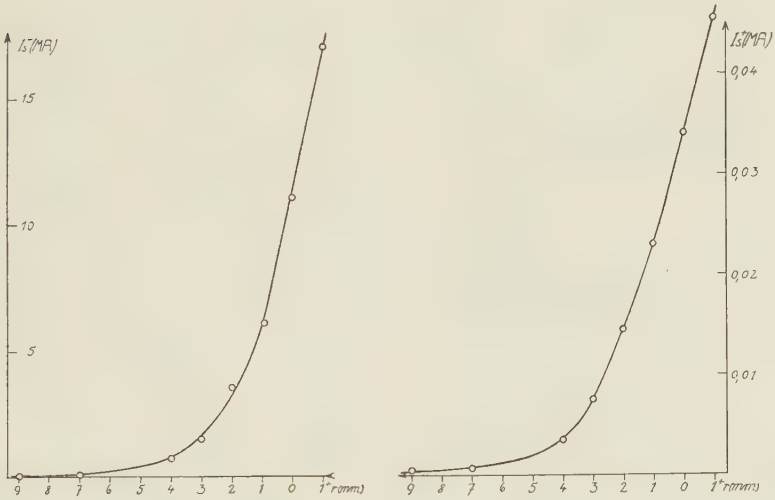

Fig. 7 a. Fig. 7 b.

Quer zur Entladungsachse verlaufender Anstieg der im Raumpotential gemessenen Sondenströme.

Infolge der Möglichkeit, $\Delta I_s / \Delta X$ usw. direkt im Raumpotential zu erhalten, wurde im vorliegenden Fall gegenüber dem in § 2 beschriebenen allgemeinen Messverfahren eine Vereinfachung erzielt, weil weder Differenzencharakteristiken, noch die in § 2 definierte Beziehung $i(X) = f(U_s^+)$ beigezogen werden mussten.

Für die analog vereinfachte Bestimmung der Ionenstromdichte $j^+(X)$ markiert man auf den in Fig. 4 extrapolierten Kurvenästen

jene Werte I_s^+, die dem in Fig. 5 auf der Abszisse festgelegten Raumpotentialwert $U_s^+ = R$ zuzuordnen sind. Diese I_s^+ werden, wie in Fig. 7b durchgeführt, als Funktion des Abstandes r aufgetragen, woraus $\Delta I_s^+/\Delta X$, $\Delta^2 I_s^+/\Delta X^2$, und $\Delta^3 I_s^+/\Delta X^3$ im Raumpotential entnommen werden können. Diese Quotienten liefern in (3) bzw. (4), (4a) eingesetzt, unmittelbar $j^+(X)$.

B. Messbeispiel bei radial veränderlichem Raumpotential:
(Gasdruck $p = 124$ mm Hg).

Die Sondenmessung verläuft wie im Beispiel A). Die Messwerte sind in chronologischer Reihenfolge in Tabelle 1 eingetragen. Fig. 8 enthält die zugehörigen, inbezug auf die Elektrodenspannungserhöhung korrigierten Charakteristiken.

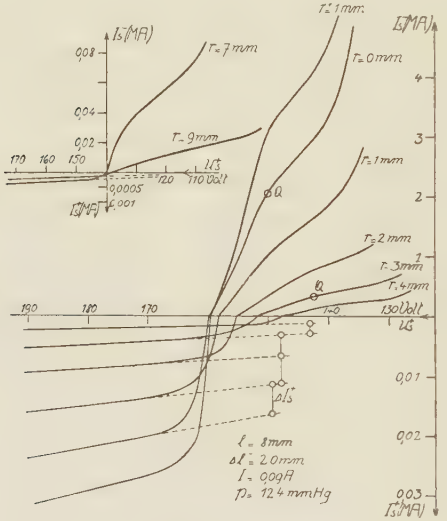

Fig. 8.
Korrigierte Sondencharakteristiken zum Messbeispiel B), § 5.

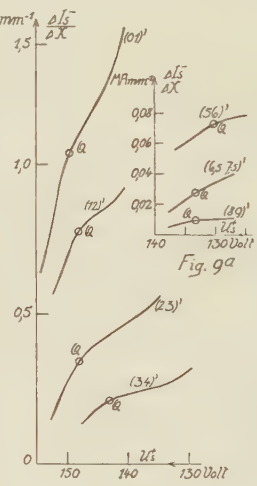

Fig. 9.
Differenzencharakteristiken zum Messbeispiel B), § 5.

Fig. 8 zeigt, dass die Stellen Q nicht, wie in der entsprechenden Fig. 5, über demselben Potentialwert $U_s^+ = R$ liegen; sie haben sich mit zunehmendem Elektronenstrom zu grösseren U_s^+-Werten verschoben. In diesem Falle müssen zur Stromdichtebestimmung die in § 2 definierten Differenzencharakteristiken

$$\frac{\Delta I_s}{\Delta X} = f(U_s^+)$$

gezeichnet werden. Höhere Diff.-Charakteristiken, wie

$$\frac{\Delta^2 I_s}{\Delta X^2} = f(U_s^+)$$

sind nicht erforderlich; ebenso ist die in § 2 angeführte Beziehung $i(X) = f(U_s^+)$ nicht aufzusuchen, weil sich im Stickstofflichtbogen, wie eine noch zu erfolgende Abschätzung zeigt, die Bestimmung der Stromdichten in höherer als nullter Näherung (s. § 2, (3), (4)) nicht lohnt.

Die Differenzencharakteristiken

$$\frac{\Delta I_s^-}{\Delta X} = f(U_s^+) \tag{6}$$

für den nullten Näherungswert $j^-(X)$ ergeben sich aus Fig. 8, indem man über der Abszisse je 2 Kurvenäste herausgreift, die den Sondenabständen r_μ und r_ν zukommen, wobei $r_\mu - r_\nu = \Delta X = 1$ mm gilt. Aus diesen werden für eine Anzahl U_s^+-Werte im Bereiche der Q-Stellen die Sondenstromdifferenzen $\Delta I_s^- = [I_s^-(r_\nu) - I_s^-(r_\mu)]_{U_s^+ = \text{konst.}}$ entnommen, daraus $\Delta I_s^-/\Delta X$ errechnet und als Funktion von U_s^+ aufgezeichnet. Aus den Kurvenpaaren (01), (12), (23) und (34) der Fig. 8 ergaben sich auf solche Art die in Fig. 9 enthaltenen Differenzencharakteristiken (01)′, (12)′, (23)′ und (34)′. In diesen sind die Raumpotentialstellen durch Q fixiert worden, und mit dem in Q zu entnehmenden $\Delta I_s^-/\Delta X$ kann nach (3) $j^-(X)$ in nullter Näherung berechnet werden. $\Delta I_s^-/\Delta X$ aus Q der Kurve (01)′ ergibt beispielsweise die Dichte des in der achsialen Bogenzone herrschenden Elektronenstromes, $\Delta I_s^-/\Delta X$ aus Q der Kurve (12)′ die Stromdichte für das durch $\Delta X = r_\mu - r_\nu = 2-1$ mm begrenzte Entladungsgebiet.

Um die Ionenstromdichte $j^+(X)$ in nullter Näherung zu ermitteln, greift man wieder aus Fig. 8 je 2 Ionenstromgeraden heraus, für die $r_\mu - r_\nu = \Delta X = 1$ mm gilt. Gemäss dem Abszissenwert des Q-Punktes aus der Diff.-Charakteristik $(\nu, \mu)'$ in Fig. 9 lässt sich auf der Verlängerung des Geradenpaares r_μ, r_ν, wie in Fig. 8 ausgeführt, die Stromdifferenz $\Delta I_s^+ = I_s^+(r_\nu) - I_s^+(r_\mu)$ im Raumpotential festlegen. Dieses ΔI_s^+ bzw. $\Delta I_s^+/\Delta X$ ergibt in (3) eingesetzt, die Ionenstromdichte $j^+(X)$.

Misst man Elektronenstromcharakteristiken in Abständen $r_\mu - r_\nu > 1$ mm, wie hier im Randgebiet der Entladung, wo $r = 3$, 4, 7 und 9 mm beträgt, dann können die entsprechenden Diff.-Charakteristiken (6) interpolatorisch bestimmt werden. Hiezu sind für festes U_s^+ die aus den Kurven $r = 3$, 4, 7 und 9 mm in

Fig. 8 zu entnehmenden I_s^- als Funktion von r aufzuzeichnen. Dasselbe für einige nahe am Raumpotential liegende Werte U_s^+ ausgeführt, ergibt eine Hilfskurvenschar, aus welcher die gewünschte Beziehung (6) für beliebige Stellen des Entladungsbereiches $r = 3$—9 mm interpolierbar ist.

In Fig. 9a sind interpolierte Charakteristiken eingetragen. Sie gelten gemäss den Bezeichnungen (56)′, (6,5 7,5)′ und (89)′ für die durch $r_\mu - r_\nu = 5$—6, 6,5—7,5 bzw. 8—9 mm begrenzten Entladungsgebiete.

Über eine analog aus den Ionenstromwerten I_s^+ zu erhaltende Hilfskurvenschar erhält man für dieselben Entladungsbereiche interpolierte Diff.-Charakteristiken zur Ermittlung von $j^+(X)$. Solche sind, naturgemäss geradlinig verlaufend, in Fig.6 enthalten. Die in ihnen eingezeichneten Stellen Q entsprechen den durch Fig. 9 und 9a gegebenen Abszissenlagen von Q.

Wie schon erwähnt, ist es nicht lohnend, für die in den Messbeispielen (und in den übrigen Messungen) erhaltenen $j(X)$ verbesserte Werte nach (4) bzw. (4a) zu ermitteln. Die Verfeinerung von $j(X)$ nach (4) gegenüber (3) würde nur 5% betragen, wenn

$$\frac{\Delta^2 I_s}{\Delta X^2} = 2\,\frac{\Delta I_s}{\Delta X}$$

wäre; denn in (4) wird $\Delta^2 I_s/\Delta X^2$ durch 12,56, $\Delta I_s/\Delta X$ nur durch 0,314 dividiert. Da im allgemeinen

$$\frac{\Delta^2 I_s}{\Delta X^2} \lesssim \frac{\Delta I_s}{\Delta X},$$

wie aus Fig. 7a, 7b zu ersehen ist, so liegt die zu erreichende Verbesserung beträchtlich unter 5%, und sie durfte deshalb hinsichtlich der gebotenen Messgenauigkeit durchgehend unterlassen werden.

Indessen sind die in den Messbeispielen erhaltenen $j^-(X)$ noch folgender Korrektion zu unterziehen: Wie in § 8 erläutert wird, lassen die erhaltenen Stromdichtewerte vermuten, dass an der hier verwendeten Sonde Elektronenreflexion, eventuell eine Sekundäremission von Elektronen (dem Betrage nach sind diese beiden Prozesse nicht zu trennen) auftreten musste. Da sich diese Träger im Raumpotential von der Sonde entfernen können, so sind die $j(X)$ um den an der Sonde reflektierten und durch Sekundäremission frei gewordenen Betrag an Elektronen zu klein bestimmt worden. Nach E. F. Buchmann[15]) vermag dieser Elektronenteil je nach Beschaffenheit der Sondenkörper und Gase bis auf 60% der in die Sonde einströmenden Trägerzahl anzusteigen. Für

die vorliegenden Verhältnisse fehlen Messungen über den Reflexionskoeffizienten, d. h. über das Verhältnis der auf die Sonde zuströmenden Elektronenmenge zu der an ihr reflektierten und sekundär

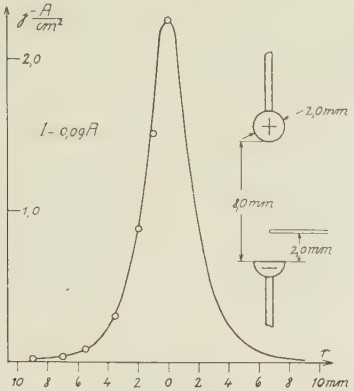

Fig. 10a.

Elektronenstromdichte-Verteilung im Kathodenabstand $\Delta l^- = 2$ mm beim Gasdruck $p = 49$ mm Hg.

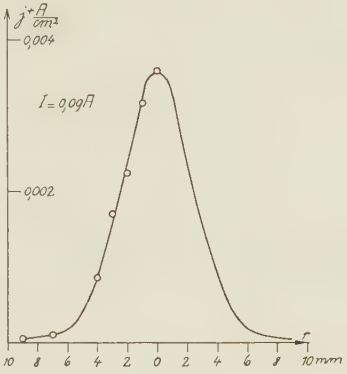

Fig. 10b.

Ionenstromdichte-Verteilung im Kathodenabstand $\Delta l^- = 2$ mm beim Gasdruck $p = 49$ mm Hg.

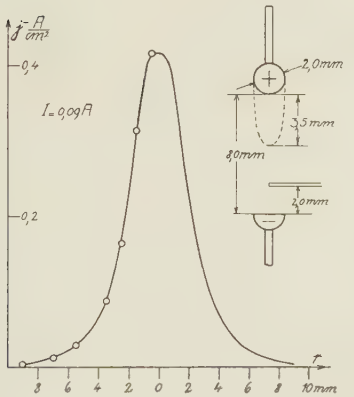

Fig. 11a.

Elektronenstromdichte-Verteilung im Kathodenabstand $\Delta l^- = 2$ mm beim Gasdruck $p = 124$ mm Hg.

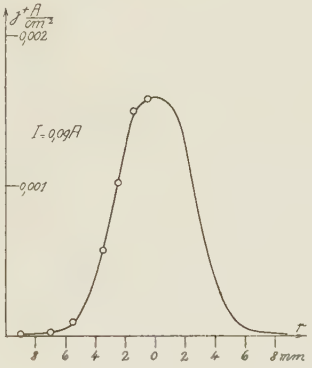

Fig. 11b.

Ionenstromdichte-Verteilung im Kathodenabstand $\Delta l^- = 2$ mm beim Gasdruck $p = 124$ mm Hg.

ausgelösten Zahl. Der Koeffizient kann aber zur Vornahme einer rohen Verbesserung der Stromdichtewerte nach den Messungen von A. Ahearn[16]) und H. Farnworth[17]) zu 0,25 geschätzt werden, wenn man für die bei Übereinstimmung von Sonden- und Raumpotential herrschende, gegen die Sonde gerichtete

Tabelle 1.

$I = 0{,}09$ A, $p = 124$ mm Hg, $\Delta l^- = 2{,}0$ mm, $l = 8{,}0$ mm.

Elektronenstrom		U	Ionenstrom		Elektronenstrom		U	Ionenstrom	
I_s^- (MA)	U_s^- (Volt)	(Volt)	I_s^+ (MA)	U_s^+ (Volt)	I_s^- (MA)	U_s^- (Volt)	(Volt)	I_s^+ (MA)	U_s^+ (Volt)
$r = 9{,}0$ mm					$r = 2{,}0$ mm				
0,00	138,5	351	0,00	138,5	0,00	158,0	354,0	0,000	158,0
0,0025	133,3		$0{,}23 \cdot 10^{-3}$	162,6	0,134	155,5		0,0043	159,4
0,005	129,6		$0{,}28 \cdot 10^{-3}$	191,1	0,375	152,0		0,0073	167,8
0,0085	122,2		$0{,}34 \cdot 10^{-3}$	220,0	0,594	148,3		0,0089	181,7
0,011	117,7		$0{,}48 \cdot 10^{-3}$	263,5	0,738	145,5		0,0103	201,4
0,0165	107,7		$0{,}57 \cdot 10^{-3}$	302,0	0,800	144,1		0,012	224,8
0,0195	101,2				0,945	140,1			
0,021	95,9				1,092	136,8	353,7		
0,031	84,5	350,5			$r = 1{,}0$ mm				
$r = 7{,}0$ mm					0,00	164,3	356,8	0,000	164,3
0,00	140,0	350,5	0,00	140,0	0,350	160,6		0,0098	166,3
0,0135	137,8		$0{,}28 \cdot 10^{-3}$	150,4	0,71	158,1		0,0132	172,7
0,0290	133,4		$0{,}52 \cdot 10^{-3}$	197,4	1,07	154,7		0,0148	184,3
0,046	125,4		$0{,}68 \cdot 10^{-3}$	226,5	1,34	152,0		0,0172	203,1
0,058	118,6		$0{,}78 \cdot 10^{-3}$	244,8	1,55	148,7		0,018	211,3
0,071	110,6		$0{,}98 \cdot 10^{-3}$	284,2	1,75	146,0		0,0196	224,1
0,091	105,5				2,55	140,7	356,8		
0,118	102,0	350,5			$r = 0.0$ mm				
$r = 4{,}0$ mm					0,00	170,0	360,9	0,000	170,0
0,00	148,6	351,0	0,0000	148,6	0,47	167,1		0,0127	170,3
0,079	143,6		0,0013	152,4	0,97	165,0		0,0188	175,0
0,135	141,1		0,0021	172,1	1,47	162,7		0,0206	182,1
0,165	139,5		0,0026	195,0	2,00	160,0		0,0226	191,0
0,23	134,6		0,0029	208,1	2,33	156,6		0,0254	207,0
0,285	129,7		0,0034	229,9	2,60	155,2		0,0275	219,5
0,345	124,5				3,00	151,6			
0,45	120,6	351			3,74	148,0	360,5		
$r = 3{,}0$ mm					$r = 1{,}0^+$ mm				
0,000	153,7	352,5	0,000	153,7	0,00	174,0	365,0	0,00	174,0
0,12	149,2		0,0039	166,5	0,7	170,7		0,0165	174,5
0,23	146,2		0,0048	179,5	1,48	168,8		0,022	175,0
0,329	143,4		0,0057	197,0	2,22	166,7		0,0260	181,0
0,375	142,7		0,0067	218,4	2,92	164,7		0,0313	201,3
0,42	139,6		0,0078	241,1	3,33	162,6		0,0347	215,0
0,46	136,8				3,70	159,5		0,0368	223,5
0,53	133,6	353			4,26	155,5			

Sondenstromwerte zum Messbeispiel B).

mittlere Elektronengeschwindigkeit 5 Volt annimmt. Die j (X) sind deshalb um 25% ihres unmittelbar bestimmten Betrages zu vergrössern.

Die derart korrigierten Elektronenstrom-Dichtewerte des Messbeispiels A) sind in Fig. 10a als Funktion des radialen Bogenachsenabstandes r (mm) eingetragen. Ebenso zeigt Fig. 10a die im Abszissenmasstab gezeichneten Elektrodenformen.

Fig. 10b gibt den radialen Ionenstromdichte-Verlauf für dieselbe Entladung. Hier war an den nach (3) errechneten $j^+(X)$ keine nachträgliche Korrektion infolge Reflexion nötig.

Das Messbeispiel B) hat Elektronen- und Ionenstromdichten ergeben, wie sie in Fig. 11a bzw. in Fig. 11b wieder in Abhängigkeit des Abstandes r von der Entladungsachse eingezeichnet worden sind.

§ 6. Resultate weiterer Sondenmessungen.

Es wurden Stromdichten bei den Gasdrucken $p = 49$, 86 und 124 mm Hg ermittelt. Die diesen Bestimmungen zu Grunde liegenden Sondencharakteristiken sind in den Tabellen 2, 2a und 3 zusammengestellt. Tabelle 2 enthält die Messwerte der Elektronenstromcharakteristiken für die Drucke $p = 49$ und 86 mm Hg, Tabelle 2a jene für $p = 124$ mm Hg und Tabelle 3 die Ionenstromcharakteristiken für $p = 86$ mm Hg.

In den Tabellen sind in den mit r überschriebenen Kolonnen die den r-Werten (Abstand Sondenspitze—Bogenachse in mm) zukommenden Sondenströme I_s eingetragen. Diese Stromwerte wurden entsprechend den Messungen in verschiedenen Kathodenabständen Δl^- durch Zeilen unterteilt, in welchen die Werte für Δl^- vermerkt sind. Die gegen die Anode der Entladung gemessenen Sondenpotentialwerte sind unter U_s^+ angeführt. Ferner wurde in Tabelle 2 für jede Sondenstellung die Elektrodenspannung U eingetragen. Aus den Tabellenwerten lassen sich Kurvenscharen entsprechend jenen in Fig. 4 enthaltenen konstruieren.

Zu den mitgeteilten Zahlen ist noch Folgendes zu bemerken: In den Tabellen 2, 2a und 3 sind zur Raumersparnis für die Grössen U_s^+ und I_s nicht die an den Messinstrumenten abgelesenen Werte eingetragen worden. Erst wurden anhand der Ablesungen die Kurven der Charakteristiken gezeichnet, um dann hieraus die in den Tabellen angeführten Werte I_s und U_s^+ zu entnehmen. Die Stellenzahl dieser Tabellenwerte entspricht der eingehaltenen Ablesegenauigkeit.

Tabelle 2.

$I = 0{,}09$ A, $l = 8{,}0$ mm

p mm Hg	U_s^{+} (Volt)	Elektronen-Sondenstrom in MA													
		$r =$ 0 mm	$r =$ 1 mm	$r =$ 2 mm	$r =$ 3 mm	$r =$ 4 mm	$r =$ 7 mm	$r =$ 9 mm	$r =$ 0 mm	$r =$ 1 mm	$r =$ 2 mm	$r =$ 3 mm	$r =$ 4 mm	$r =$ 7 mm	$r =$ 9 mm
		$\Delta l^{-} = 4{,}0$ mm							$\Delta l^{-} = 6{,}0$ mm						
		U (Volt) = 260	U (Volt) = 258	U (Volt) = 257	U (Volt) = 256	U (Volt) = 256	U (Volt) = 256	U (Volt) = 256	U (Volt) = 262	U (Volt) = 261	U (Volt) 259	U (Volt) = 259	U (Volt) = 259	U (Volt) = 259	U (Volt) = 259
49	68,0	1,2	0,25	0,000											
	66,0	3,8	1,90	1,0	0,5	0,28	0,021	0,005							
	64,0	4,6	2,70	1,6	0,94	0,48	0,058	0,012	0,23	0,0					
	62,0	5,05	3,0	1,91	1,09	0,60	0,082	0,0175	0,60	0,34	0,06	0,00			
	60,0	5,4	3,25	2,11	1,20	0,67	0,097	0,022	1,15	0,71	0,37	0,25	0,23	0,055	0,018
	58,0	5,68	3,45	2,25	1,30	0,73	0,11	0,0265	1,82	1,19	0,77	0,58	0,49	0,12	0,0315
	56,0	5,92	3,62	2,37	1,39	0,78	0,122	0,030	2,42	1,76	1,15	0,82	0,66	0,15	0,0397
	54,0	6,2	3,82	2,49	1,47	0,82	0,132	0,034	2,9	2,18	1,42	0,97	0,77	0,17	0,046
	52,0	6,65	4,10	2,64	1,54	0,87	0,142	0,0365	3,25	2,42	1,66	1,08	0,84	0,19	0,051
	50,0	7,50	4,46	2,86	1,65	0,93	0,152	0,039	3,50	2,58	1,78	1,16	0,89	0,20	0,056
	45,0					1,40	0,181	0,047	4,06	2,95	1,99	1,34	1,03	0,225	0,067
	40										2,50	1,60	1,25	0,26	0,0775
		$\Delta l^{-} = 2{,}0$ mm							$\Delta l^{-} = 1{,}0$ mm						
		U (Volt) = 321	U (Volt) = 319	U (Volt) = 318	U (Volt) = 317	U (Volt) = 318	U (Volt) = 317	U (Volt) = 317	U (Volt) = 320	U (Volt) = 319	U (Volt) = 318	U (Volt) = 318	U (Volt) = 319	U (Volt) = 318	U (Volt) = 318
86	110,0	1,30													
	108,0	2,18	0,50						0,7						
	106,0	2,8	1,0						3,8	0,4					
	104,0	3,2	1,52	0,3	0,0	0,0			6,8	2,6	0,3				

	102,0	3,55	1,92	0,6	0,1	0,060			8,0	3,7	1,05	0,08				
	100,0	3,81	2,22	0,85	0,20	0,13			8,9	4,15	1,55	0,26	0,02			
	98,0	4,03	2,45	1,02	0,3	0,20	0,005		9,6	4,45	1,8	0,42	0,11			
	96,0	4,25	2,6	1,15	0,39	0,27	0,023	0,0	10,1	4,80	1,95	0,50	0,195	0,0		
	94,0	4,52	2,72	1,21	0,435	0,32	0,032	0,001	10,6	5,15	2,15	0,6	0,265	0,02		
	92,0	4,9	2,98	1,31	0,475	0,356	0,04	0,003	11,0	5,5	2,27	0,67	0,30	0,025		
	90,0	5,7	3,19	1,38	0,505	0,385	0,048	0,006	11,7	5,95	2,40	0,72	0,325	0,031		
	87,5		3,78	1,5	0,548	0,415	0,055	0,008		6,6	2,6	0,78	0,355	0,037	0,0	
	82,5			2,4	0,655	0,49	0,066	0,01				0,93	0,415	0,05	0,002	

		$\Delta l^- = 4{,}0$ mm							$\Delta l^- = 6{,}0$ mm						
		U (Volt) = 318	U (Volt) = 318	U (Volt) = 318	U (Volt) = 318	U (Volt) = 317	U (Volt) 317	U (Volt) = 317	U (Volt) = 325	U (Volt) = 325	U (Volt) 324	U (Volt) = 324	U (Volt) = 324	U (Volt) = 323	U (Volt) = 323
86	97,5	0,33													
	95,0	0,82	0,30	0,07											
	93,0	1,32	0,72	0,33	0,03	0,03									
	91,0	1,73	1,07	0,55	0,13	0,11	0,001								
	89,0	2,00	1,33	0,75	0,27	0,21	0,019		0,01	0,00					
	87,0	2,14	1,47	0,90	0,38	0,286	0,04	0,0	0,15	0,11	0,02	0,03	0,02	0,0	
	85,0	2,27	1,59	1,0	0,45	0,34	0,06	0,003	0,32	0,28	0,15	0,14	0,13	0,02	0,001
	82,5	2,44	1,73	1,1	0,49	0,385	0,075	0,009	0,74	0,59	0,33	0,30	0,22	0,04	0,008
	80,0	2,66	1,85	1,2	0,54	0,43	0,088	0,011	1,28	0,98	0,59	0,44	0,30	0,055	0,012
	78,0	3,00	1,95	1,27	0,565	0,465	0,095	0,012	1,59	1,20	0,80	0,53	0,34	0,065	0,015
	76,0		2,13	1,37	0,60	0,490	0,102	0,013	1,80	1,35	0,92	0,6	0,38	0,074	0,017
	74,0		2,55	1,47	0,64	0,53	0,11	0,015	1,87	1,46	1,01	0,64	0,40	0,078	0,019
	72,0			1,65	0,68	0,57	0,117	0,018	2,08	1,55	1,08	0,69	0,42	0,081	0,02
	67,5						0,13	0,02	2,35	1,78	1,25	0,76	0,45	0,092	0,022
	65,0								2,6	1,99	1,35	0,81	0,50	0,097	0,025

* Elektronenstrom-Charakteristiken bei den Gasdrucken $p = 49$ mm Hg und $p = 86$ mm Hg.

Tabelle 2a.

$I = 0{,}09$ A, $l = 8{,}0$ mm, $p = 124$ mm Hg.

U_s^+ (Volt)	Elektronen-Sondenstrom in MA							U_s^+ Volt	Elektronen-Sondenstrom in MA						
	$r =$ 0 mm	$r =$ 1 mm	$r =$ 2 mm	$r =$ 3 mm	$r =$ 4 mm	$r =$ 7 mm	$r =$ 9 mm		$r =$ 0 mm	$r =$ 1 mm	$r =$ 2 mm	$r =$ 3 mm	$r =$ 4 mm	$r =$ 7 mm	$r =$ 9 mm
	$\Delta l^- = 4{,}0$ mm								$\Delta l^- = 6{,}0$ mm						
	U (Volt) = 355	U (Volt) = 352	U (Volt) = 351	U (Volt) = 351	U (Volt) = 350	U (Volt) = 351	U (Volt) = 351		U (Volt) = 351	U (Volt) = 349	U (Volt) = 349	U (Volt) = 349	U (Volt) = 349	U (Volt) = 349	U (Volt) = 349
140,0	0,67	0,16						117,5	0,04						
137,5	0,99	0,35	0,11	0,0				112,5	0,29	0,18	0,11	0,08	0,06	0,017	0,003
135,0	1,37	0,60	0,30	0,085	0,035			110,0	0,48	0,32	0,23	0,17	0,135	0,03	0,005
133,0	1,56	0,81	0,45	0,17	0,08			108,0	0,65	0,46	0,33	0,25	0,195	0,042	0,0065
131,0	1,70	0,97	0,59	0,28	0,13	0,006	0,0009	106,0	0,80	0,59	0,44	0,30	0,237	0,054	0,008
129,0	1,83	1,08	0,70	0,39	0,19	0,012	0,0021	104,0	0,94	0,68	0,50	0,35	0,270	0,06	0,0095
127,0	1,97	1,16	0,795	0,46	0,24	0,02	0,0032	102,0	1,08	0,77	0,57	0,39	0,30	0,065	0,011
125,0	2,15	1,24	0,86	0,50	0,29	0,029	0,0045	100,0	1,19	0,84	0,61	0,42	0,326	0,068	0,0125
123,0		1,32	0,91	0,54	0,32	0,032	0,0057	98,0	1,30	0,92	0,67	0,44	0,346	0,072	0,0135
121,0		1,43	0,965	0,58	0,36	0,037	0,007	96,0	1,40	1,00	0,72	0,46	0,36	0,075	0,0148
119,0			1,02	0,62	0,38	0,04	0,0083	94,0	1,55	1,08	0,77	0,47	0,380	0,077	0,016
115,0			1,12	0,71	0,43	0,047	0,011	92,0	1,72	1,15	0,85	0,48	0,397	0,081	0,017
112,5				0,81	0,48	0,052	0,0127	90,0		1,26		0,50	0,425	0,085	0,018
110,0					0,54	0,058	0,0141	85,0						0,105	0,02
105,0							0,0165								

Elektronenstromcharakteristiken beim Gasdruck $p = 124$ mm Hg.

Tabelle 3.

$I = 0{,}09$ A, $l = 8{,}0$ mm.

p mm Hg	U_s^+ (Volt)	Ionen-Sondenstrom in $1 \cdot 10^{-2}$ MA													
		$r =$ 0 mm	$r =$ 1 mm	$r =$ 2 mm	$r =$ 3 mm	$r =$ 4 mm	$r =$ 7 mm	$r =$ 9 mm	$r =$ 0 mm	$r =$ 1 mm	$r =$ 2 mm	$r =$ 3 mm	$r =$ 4 mm	$r =$ 7 mm	$r =$ 9 mm
		$\Delta l^- = 1{,}0$ mm							$\Delta l^- = 2{,}0$ mm						
		U (Volt) = 320	U (Volt) = 319	U (Volt) = 318	U (Volt) = 318	U (Volt) = 319	U (Volt) = 318	U (Volt) = 318	U (Volt) = 321	U (Volt) = 319	U (Volt) = 318	U (Volt) = 317	U (Volt) = 318	U (Volt) = 317	U (Volt) = 317
86	100,0						0,04	0,03						0,035	0,024
	105,0				0,44	0,29	0,055	0,038				0,30	0,25	0,062	0,028
	110,0	3,5	2,0	1,16	0,60	0,36	0,065	0,042			1,0	0,57	0,4	0,07	0,032
	125,0	7,3	3,2	1,56	0,78	0,49	0,082	0,05	4,0	2,65	1,50	0,75	0,51	0,096	0,043
	140,0	8,8	3,8	1,8	0,90	0,56	0,10	0,052	4,7	3,1	1,70	0,89	0,58	0,12	0,054
	160,0	10,7	4,6	2,09	1,05	0,65	0,125	0,060	5,4	3,6	2,0	1,07	0,67	0,15	0,07
	180,0	12,6	5,4	2,35	1,2	0,73	0,15	0,066	6,2	4,1	2,3	1,26	0,75	0,181	0,087
	190,0	13,6	5,8	2,48	1,27	0,77	0,162	0,069	6,6	4,32	2,5	1,35	0,8	0,2	0,096
		$\Delta l^- = 4{,}0$ mm							$\Delta l^- = 6{,}0$ mm						
		U (Volt) = 318	U (Volt) = 318	U (Volt) = 318	U (Volt) = 318	U (Volt) = 318	U (Volt) = 317	U (Volt) = 317	U (Volt) = 325	U (Volt) = 325	U (Volt) = 324	U (Volt) = 324	U (Volt) = 324	U (Volt) = 323	U (Volt) = 323
	95,0				0,5	0,32	0,05	0,02	3,0	2,15	1,4	0,90	0,61	0,1	0,025
	100,0	2,1	2,0	1,3	0,9	0,49	0,1	0,03	3,35	2,5	1,68	1,05	0,67	0,12	0,031
	110,0	3,35	2,6	1,7	1,15	0,55	0,15	0,05	3,80	2,90	2,00	1,15	0,73	0,15	0,043
	120,0	3,9	2,9	1,9	1,3	0,67	0,175	0,06	4,09	3,10	2,12	1,21	0,79	0,165	0,057
	135,0	4,31	3,3	2,12	1,41	0,77	0,21	0,075	4,50	3,44	2,36	1,32	0,88	0,19	0,065
	150,0	4,78	3,6	2,35	1,58	0,87	0,24	0,079	4,90	3,79	2,58	1,43	0,968	0,217	0,074
	165,0	5,25	3,9	2,6	1,75	0,97	0,271	0,084	5,3	4,12	2,8	1,55	1,055	0,242	0,082
	180,0	5,70	4,30	2,82	1,90	1,07	0,31	0,088	5,72	4,46	3,02	1,68	1,142	0,268	0,09

Ionenstrom-Charakteristiken beim Gasdruck $p = 86$ mm Hg.

Die Messungen folgten derart aufeinander, dass für vorgegebene Entfernung Δl^- jeweils alle Elektronenstrommessungen für r vorgenommen wurden, um darauffolgend die entsprechenden Ionenströme zu bestimmen. Dabei zeigte sich als Messkontrolle unter den beiden gesondert erhaltenen Kurvenscharen fast durchwegs ein stetiger Übergang zwischen 2 entsprechenden Ästen. Es ergab sich in keinem Falle der Sondenstrombestimmungen eine systematische Abhängigkeit der Messwerte von der Reihenfolge der Aufnahme der Messpunkte.

Infolge zunehmenden Stromentzuges durch die Sonde stieg im allgemeinen U bei der Aufnahme einer Charakteristik stetig, aber nur um sehr geringe Beträge, welche z. T. von zufälligen Schwankungen überdeckt wurden. Der damit verknüpfte Einfluss auf Form und Lage der Charakteristiken ist verschwindend, sodass in den Tabellen für U Mittelwerte eingesetzt werden durften.

Die Tabellenwerte p des Gasdruckes entsprechen dem am Ende einer Messreihe abgelesenen Manometer-Stand.

Diskussion.

§ 7. Die Raumpotentialverteilung in der positiven Säule.

Hinsichtlich des Raumpotentialverlaufes quer zur Bogenachse zeigte sich, dass bei allen Messungen unterhalb des Gasdruckes $p = 50$—60 mm Hg der Fall des in § 5 unter A) angeführten Messbeispiels vorliegt. Die das Raumpotential vermittelnden Kniestellen Q (Fig. 5) gehören ein und demselben Abszissenwert $U_s^- = R$ an. Daraus folgt, dass das Raumpotential der positiven Säule in radialer Richtung konstant ist. Die Äquipotentialflächen bilden Ebenen, senkrecht zur Entladungsachse liegend.

Beim Gasdruck $p = 124$ mm Hg zeigten dieselben Messungen, dass beim Vorstossen der Sonde gegen die Bogenachse sich die Charakteristiken parallel der Abszisse zu grösseren U_s^--Werten verlagerten, wie aus Fig. 8 zu erkennen ist. Dieses Ergebnis weist auf eine in radialer Richtung bestehende Veränderung des Raumpotentials hin, welche genauer aus der Lage der Punkte Q der Differenzencharakteristiken in Fig. 9 und Fig. 9a ersehen werden kann. Hier vermittelt z. B. der Abszissenwert des Kurvenpunktes Q in Linie $(01)'$ das Raumpotential der zu innerst gelegenen 1 mm breiten Entladungszone, und ebenso zeigt Q der Kurve $(89)'$ in Fig. 9a den Raumpotentialwert in dem konzentrisch zur Bogenachse gelegenen, durch $r = 8$ mm und $r = 9$ mm begrenzten Entladungsort an. Aus der Abszissenlage aller Q in

Fig. 9 und Fig. 9a ergibt sich das Bestehen eines Abfalles des Plasmapotentials vom Rande der Entladung gegen die Bogenachse hin.

Mit Hilfe der in Fig. 9 und Fig. 9a gezeigten Kurven und weiterer für die Kathodenabstände $\Delta l^- = 4$ mm und 6 mm geltender Differenzencharakteristiken war es möglich, einige Flächen konstanten Raumpotentials $U_s^+ = R$ in Fig. 14, S. 148 angenähert zu konstruieren.

Das Bestehen eines ähnlichen Raumpotentialverlaufes möge noch für den Druck $p = 86$ mm Hg gezeigt werden.

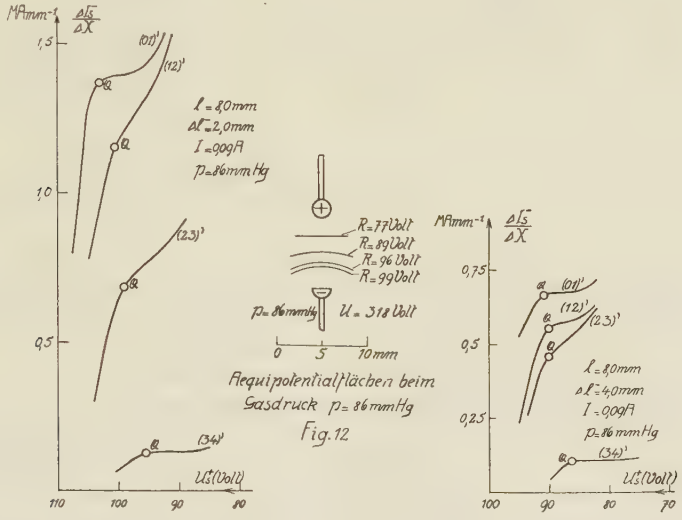

Fig. 12a. Fig. 12b.

Differenzencharakteristiken zur Ermittlung der Aequipotentialflächen.

In Fig. 12a und Fig. 12b, welche analog zu Fig. 9 gezeichnet sind, wurden die bei $p = 86$ mm Hg, für $\Delta l^- = 2{,}0$ mm bzw. 4,0 mm bestimmten Differenzencharakteristiken eingetragen. Dabei zeigen in jeder der beiden Fig. die Kurven eine ähnliche Verschiebung parallel zur Abszisse, wie sie schon an Fig. 9 erläutert worden ist. Der Verlauf der daraus unter Zuhilfenahme weiterer, für $\Delta l^- = 6$ mm geltender Sondenmessungen (Tabelle 2) sich ergebenden Äquipotentialflächen vermittelt Fig. 12.

Aus Fig. 12 und Fig. 14 ist ersichtlich, dass bei Gasdrucken $p > 50$—60 mm Hg die Äquipotentialflächen in der positiven Säule gegen die Anode zu konvex verlaufen und ausserdem in Kathodennähe stärkste Krümmung aufweisen, um dann in kathodenferneren Gebieten sich zu verflachen.

E. H. Bramhall (l. c.) hat aus seinen Messungen im Kupferlichtbogen in Luft denselben radialen Raumpotentialverlauf mit ähnlich gekrümmten Äquipotentialflächen gefolgert. H. Salinger[18]) fand bei wandbegrenzten Glimmentladungen ebenfalls das Bestehen eines radialen Raumpotentialgradienten, der aber dem hier gefundenen entgegengesetzt gerichtet ist. Dies ist deshalb von Bedeutung, weil der Salingersche Befund nach den Über-

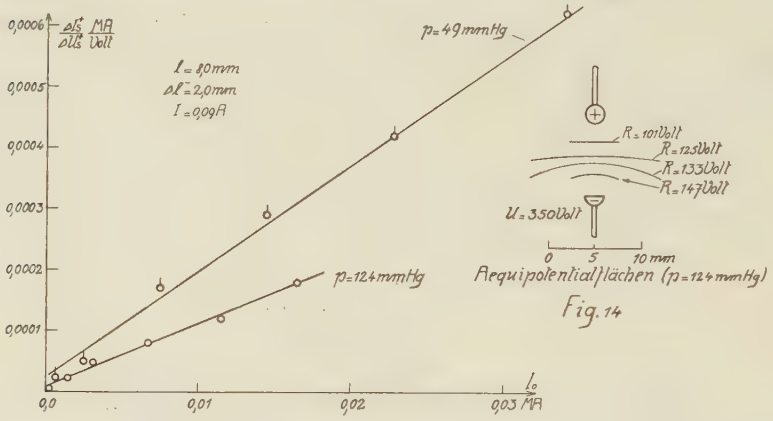

Fig. 13.

Neigungszunahme der Ionenstromcharakteristiken beim Anwachsen der im Raumpotential gemessenen Ionenströme.

legungen von R. Seeliger[19]) und R. Holm[20]) zur Raumladungsverteilung zwanglos erklärt werden kann. In dem hier untersuchten Lichtbogen müsste sich dieser Verteilungsvorgang wesentlich anders gestalten als in den von H. Salinger erforschten wandbegrenzten Glimmentladungen. Dies ist übrigens zu erwarten, indem hier eine Aufladung einer die Entladung begrenzenden Wand nicht statthaben kann.

Zu den in verschiedenen Bogenzonen gemessenen Ionenstromcharakteristiken möge noch Folgendes bemerkt werden: Die Charakteristiken zeigten durchwegs geradlinigen Verlauf, wie er schon von M. Wehrli und P. Bächtiger (l. c.) in denselben Entladungsformen, von K. Emeleus[21]) und W. L. Brown auch bei sehr viel tieferen Gasdrucken gefunden worden ist. Zudem konnte die von M. Wehrli[22]) und P. Bächtiger gefundene Proportionalität der Steigung dI_s^+/dU_s^+ der Ionenstromcharakteristik zum Ionenstrom I_0 bestätigt werden, wobei I_0 den im Raumpotential in die Sonde eingehenden extrapolierten Ionenstrom bezeichnet.

In Fig. 13 sind aus den beim Gasdruck $p = 49$ mm Hg und 124 mm Hg im Abstand $\Delta l^- = 2{,}0$ mm gemessenen Ionenstromcharakteristiken die Steigungswerte dI_s^+/dU_s^+ als Funktion von I_0 aufgetragen worden. Die sich dabei zeigende geringe Streuung der Messpunkte um eine Gerade spricht deutlich für den linearen Zusammenhang der genannten Parameter. Nach M. Wehrli und P. Bächtiger (l. c.) kann dieser in folgender Weise erklärt werden: Es ist zulässig, eine negativ geladene Sonde als Kathode aufzufassen und die Theorie des Kathodenfalles auf die negative Sonde zu übertragen. Dabei erhält man unter der Voraussetzung, dass die freie Weglänge der Elektronen grösser als die Dicke der um die Sonde gelagerten positiven Raumladung ist, für den in die Sonde eingehenden Strom I_s^+ folgenden Ausdruck:

$$I_s^+ = \frac{i_0^+ (1 + \alpha) + (i_T + i_M)\left(1 + \frac{k_1 U_s}{\overline{U}}\right)}{1 - \alpha\left(\frac{k_1 U_s}{\overline{U}}\right)} \tag{7}$$

Es bedeuten: i_T Thermoelektronenemission der Sonde, i_M die Zahl der von metastabilen Atomen und Molekülen an der Sonde pro Sekunde ausgelösten Elektronen, α die von einem positiven Ion ausgelösten Elektronen, k_1 den Bruchteil der vor der Sonde durch Ionisation der ausgelösten Elektronen entstehenden Ionen, der auf die Sonde gelangt, i_0^+ den positiven Ionenstrom auf die Sonde, wenn diese das Raumpotential aufweist, U_s die Sondenspannung relativ zum Raumpotential, $\overline{U}$ (Volt) Geschwindigkeitsverlust, den ein Elektron bei Bildung eines Ionenpaares auf seinem Bremsweg erleidet.

Wenn U_s klein genug bleibt, so folgt aus (7) die durch das Experiment verlangte, in Fig. 13 dargestellte lineare Beziehung zwischen I_0 und dI_s^+/dU_s:

$$\frac{dI_s^+}{dU_s} = \frac{I_0 \cdot \alpha \cdot k_1}{\overline{U}} + (i_T + i_M)\left(\frac{k_1}{\overline{U}}\right), \tag{8}$$

wobei $I_0 = i_0^+ (1 + \alpha) + (i_T + i_M)$.

§ 8. Das Verhalten der Stromdichte längs der Bogenachse.

In Hinsicht des Verhaltens der Ionen- und Elektronenstromdichten längs der Bogenachse wurden deren Werte in den Kathodenabständen $\Delta l^- = 1$, 2, 4 und 6 mm ermittelt.

Fig. 15a zeigt die Elektronenstromdichten j^- der durch $\Delta l^- = 1$, 2, 4 und 6 mm definierten Entladungsquerschnitte als

Funktion des Bogenachsenabstandes r (mm). Die entsprechenden Ionenstromdichten j^+ vermittelt Fig. 15b.

Den vier Kurven aus Fig. 15a ist zu entnehmen, dass in der positiven Säule die Elektronenstromdichte von Anode zu Kathode stark anwächst. Fig. 15b zeigt im Vergleich mit Fig. 15a einen der Elektronenstromdichte parallel verlaufenden Dichteanstieg des positiven Trägerstromes. Dieselbe Ionenstromdichtezunahme haben schon M. Wehrli und P. Bächtiger (l. c.) aus ihren Sondenmessungen gefolgert.

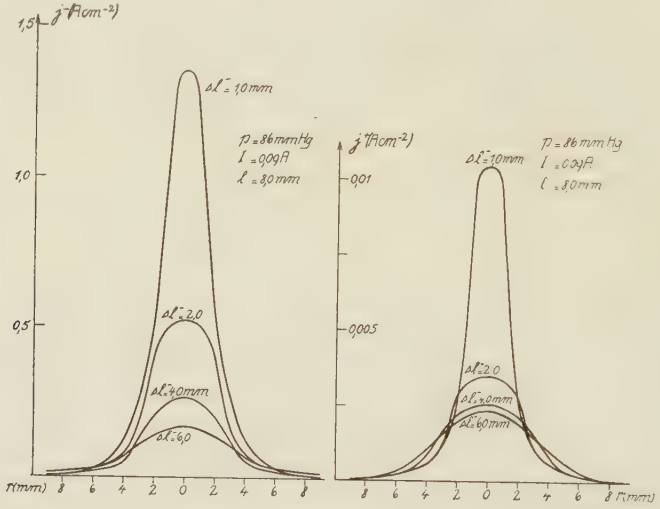

Fig. 15a. Fig. 15b.

Radiale Stromdichteverteilung längs der positiven Säule.

Von besonderem Interesse ist das Verhältnis der Elektronenstromdichte j^- zur positiven Trägerstromdichte j^+. Für den Gasdruck $p = 86$ mm Hg ergaben sich anhand der Kurven in Fig. 15a und Fig. 15b für die in der Bogenachse herrschenden Verhältnisse j^-/j^+ Werte, wie sie in Tabelle 4 zusammengestellt sind.

Tabelle 4.

Verhältnis der Elektronen- zur Ionenstromdichte in der Bogenachse.
$p = 86$ mm Hg, $I = 0{,}09$ A, $l = 8{,}0$ mm.

Δl^- (mm)	j^- (A cm^{-2})	j^+ (A cm^{-2})	$\frac{j^-}{j^+}$
1,0	1,35	0,0105	128
2,0	0,52	0,0035	148
4,0	0,26	0,0026	100
6,0	0,17	0,0023	74

Aus den in Tabelle 4 für die 4 Kathodenabstände Δl^- eingetragenen j^-/j^+ darf geschlossen werden, dass in der achsialen Entladungszone eine Abnahme des Verhältnisses Elektronen- zu Ionenstromdichte in Richtung Kathode — Anode besteht, ein Verhalten, das mehrere andere, hier nicht angeführte Messungen bestätigen.

Es sei noch erwähnt, dass I. Langmuir und H. Mott-Smith (l. c.) in Hg-Entladungen im Dampfdruckbereiche 0,025—0,00075 mm Hg und bei einer Betriebsstromstärke von 2 A das Verhältnis j^-/j^+ von ca. 405 erhielten. Es muss demnach in dem hier untersuchten Lichtbogen des Druckes $p = 86$ mm Hg ein relativ grosser Ionenstrom auftreten. In Übereinstimmung mit den Langmuirschen Messungen wurden auch hier in der Achse des Stickstofflichtbogens beim Gasdruck $p = 49$ mm Hg im Kathodenabstand $\Delta l^- = 2{,}0$ mm höhere Verhältniswerte als die in der Tabelle 4 angeführten gefunden. So ergibt sich aus den Kurven in Fig. 10a und Fig. 10b für j^-/j^+ der Wert 625.

Bildet man für die durch die 4 Kurven in Fig. 15a gegebenen Entladungsquerschnitte das Integral J über die entsprechenden Elektronenstromdichten j^-:

$$J = 2\pi \int j^- r\, dr, \tag{9}$$

so muss J aus folgendem Grunde mindestens den Wert des Bogenstromes I erreichen. I ist bei zu vernachlässigendem Ionenstrom identisch mit dem in der pos. Säule sich translatorisch bewegenden Elektronenstrom, und dieser ergibt sich als Differenz zwischen dem gesamten ungeordneten, gegen die Anode fliessenden und dem gegen die Kathode gerichteten Elektronenstrom. Daraus folgt, dass das über dem ganzen Querschnitt gebildete Integral J der gemessenen Stromdichten j^- nicht kleiner, aber sehr wohl grösser sein kann, als der Bogenstrom I. Werden der Integralbildung in (9) Stromdichtewerte j^- zugrunde gelegt, die in Hinsicht der Elektronenreflexion nicht korrigiert worden sind, so erhält man beim Druck $p = 86$ mm Hg, wie M. Wehrli und A. Sibold (l. c.) mitteilten, Werte J, die für kathodennahe Entladungsquerschnitte den Bogenstrom I beträchtlich übertreffen; dasselbe trifft aber nicht für anodennahe Querschnitte ($\Delta l^- = 6$ mm) zu. Die Vermutung liegt nahe, dass Elektronenreflexion bzw. Sekundäremission an der Sonde dieses sich widersprechende Ergebnis bedingt. Auf Grund dieses Befundes ist die in § 5 erläuterte Reflexionskorrektion an allen mitgeteilten Stromdichtewerten vorgenommen worden.

In diesem Zusammenhange ist noch die Frage von Bedeutung, inwieweit die infolge ungeordneter Bewegung der Träger auf die Sonde gelangenden Ströme am Sondenstrom beteiligt sind und welcher Anteil den translatorisch bewegten Trägern zukommt. Nach einem Vorschlag von M. Wehrli (l. c.) wurde versucht, die Verhältnisbestimmung des gerichteten zum ungerichteten Sondenstromteil durch Messungen mit einer Schaufelsonde zu erreichen*). Eine breitgehämmerte Molybdänsonde wurde in die Achse der Bogenentladung eingeführt, wie dies in Fig. 21 skizziert ist. Die Breitseite dieser Sonde war 0,3 mm, die Schmalseite 0,06 mm. Somit bestand das Flächenverhältnis 5:1. Sowohl in Anoden- wie in Kathodennähe war die Stromaufnahme von der Stellung der Sonde, wie sie durch den Winkel a gegeben ist, unabhängig. Die Sondenströme sind hiezu oszillographisch nach der Messmethode von J. Dürrwang (l. c.) bestimmt worden, die gegenüber der statischen Messweise hier den besonders erwünschten Vorteil bietet, den Charakteristikenverlauf auf dem Fluoreszenzschirm direkt verfolgen zu können. Das erhaltene Messergebnis lässt vermuten, dass der Sondenstrom vorwiegend durch die infolge ungeordneter Bewegung auf die Sonde gelangenden Träger geliefert wird. Die gemessenen Stromdichtewerte beziehen sich also in der Hauptsache auf den ungeordneten Trägerstrom.

§ 9. Stromdichteverteilung und Gasdruck.

Um die Druckabhängigkeit der Stromdichteverteilung sowohl längs der Entladungsachse wie auch quer zu dieser festzulegen, sind unter möglichst konstanten Entladungsbedingungen Stromdichtebestimmungen bei den Gasdrucken $p = 49$ mm Hg und 124 mm Hg vorgenommen worden. Die erhaltenen Werte $j^-(X)$ sind in ihrem Verlaufe quer zur Bogenachse in Fig. 16 und Fig. 17 für die Kathodenabstände $\Delta l^- = 2$, 4 und 6 mm eingezeichnet. Die zugrunde liegenden Sondencharakteristiken finden sich tabellarisch in Tabelle 2 und 2a zusammengestellt.

Wie Fig. 16 und Fig. 17 zeigen, ist für die Querausdehnung der positiven Säule bei den Drucken $p = 49$ mm Hg und 124 mm Hg charakteristisch, dass die Elektronenstromdichte innerhalb des radialen Säulenbereiches $r = 0$—4 mm von innen nach aussen stark abfällt. Für $p = 49$ mm Hg beträgt nach Kurve $\Delta l^- = 2$ mm in

*) Die Messungen mit schaufelförmigen Sonden sind von Herrn Dr. J. Dürrwang ausgeführt worden, der mir freundlicherweise seine Ergebnisse zur Veröffentlichung an dieser Stelle überliess.

Fig. 16 im Abstand $r = 5$ mm die Elektronenstromdichte nur noch 6% des achsialen Maximalwertes. Bei $p = 124$ mm Hg und $\Delta l^- = 2$ mm (Fig. 17) ist die Elektronenstromdichte bei $r = 5$ mm auf 9,5% abgesunken. Ausserhalb $r = 10$ mm konnten in keinem der Messbeispiele noch nennenswerte Stromdichtewerte festgestellt werden.

Ähnliches Verhalten zeigt der radiale Verlauf der Ionenstromdichten bei den Gasdrucken $p = 49$, 86 und 124 mm Hg, wie aus Fig. 10b, Fig. 15b und Fig. 11b zu ersehen ist.

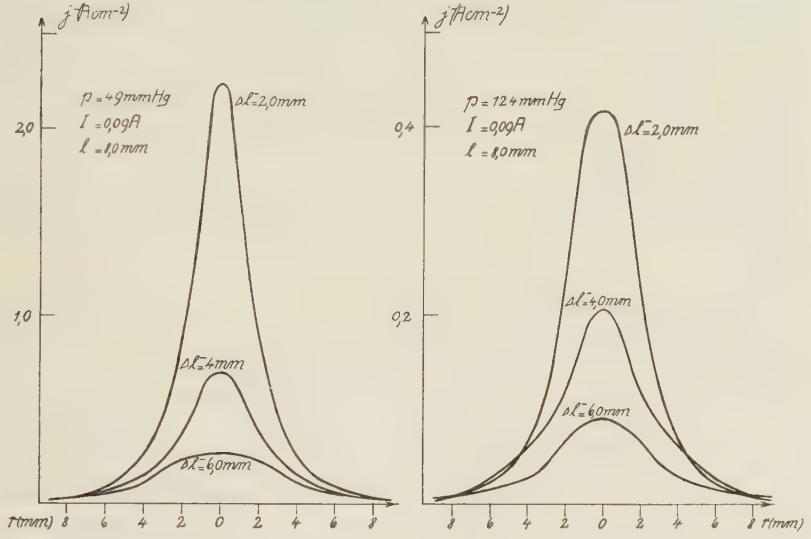

Fig. 16. Fig. 17.

Radiale Elektronenstrom-Dichteverteilung bei verschiedenen Gasdrucken p.

Durch einen Vergleich der Kurven in Fig. 16 und Fig. 17 erkennt man ferner, dass sowohl bei $p = 49$ mm Hg als bei $p = 124$ mm Hg das Hauptstromgebiet auf einen Entladungsquerschnitt von 3—4 mm Radius beschränkt bleibt. Wohl steigen mit fallendem Druck längs der Säule und über ihrem gesamten Querschnitt die Stromdichtewerte an, ohne dass aber dabei eine bemerkenswerte Verflachung der Stromdichtekurven einträte. Man hätte erwarten können, dass bei abnehmendem Gasdruck der ungeordnete Elektronenstrom sich über einen grösseren Querschnitt verteilte, dass also eine Verbreiterung der positiven Säule eintritt.

Diese Unabhängigkeit der Grösse des Säulenquerschnittes vom Gasdruck p innerhalb des untersuchten Bereiches von $p = 49$—

124 mm Hg dürfte mit dem kürzlich von A. Günthersculze[23]) erwähnten Ionenmanteleffekt zusammenhängen. Darnach haben in den Randzonen der Entladung, wo, wie im vorliegenden Fall, verhältnismässig hohe Gasdichten herrschen und ausserdem das elektrostatische Feld schwächer ist als in der Bogenachse, die Elektronen geringe Geschwindigkeit. Langsame Elektronen zeigen besonders starke Neigung zur Anlagerung an neutrale Gas-, hier Stickstoffmoleküle. Dadurch bildet sich in bestimmtem Achsenabstand ein Mantel negativer Ionen aus. Diese üben infolge ihrer geringen Beweglichkeit eine starke Raumladungswirkung derart aus, dass einerseits die quer zur Entladungsachse verlaufende Elektronendiffusion gebremst wird, anderseits der Elektronenfluss in den Randteilen des statischen Feldes eine Verminderung erfährt. Dieser negative Ionenmantel, welcher von A. Günthersculze und Mitarbeitern schon in einigen Molekülgasen festgestellt worden ist, dürfte auch in dem hier untersuchten Lichtbogen dazu beitragen, dass die positive Säule in dem genannten Druckbereich auf einen Schlauch von 3—4 mm Halbmesser zusammengedrängt bleibt.

Es sei auch erwähnt, dass das Stromgebiet des Lichtbogens in seiner radialen Ausdehnung nicht auf die leuchtenden Zonen der Gassäule beschränkt bleibt. Das sichtbare Glimmlicht dehnte sich bei keiner Messung über den Elektrodenquerschnitt von 2 mm aus, sondern hielt die in Fig. 11a (Gasdruck $p = 124$ mm Hg) und Fig. 19 ($p = 60$ mm Hg) gestrichelt eingezeichnete Breite inne, während die elektrische Querausdehnung der Entladung, wie alle Stromdichtediagramme zeigen, bedeutend grösser ist.

In § 8 ist auf die Zunahme der Entladungsstromdichte in Richtung von Anode zu Kathode hingewiesen worden. Zum Vergleiche dieses Verhaltens bei veränderlichem Gasdruck p sind die achsialen Elektronenstromdichte-Werte $j^-(X)$, welche beim Bogenstrom $I = 0{,}09$ A, der Bogenlänge $l = 8{,}0$ mm und für $p = 49$, 86 und 124 mm Hg erhalten wurden, durch die drei Kurven in Fig. 18 als Funktion des Kathodenabstandes Jl^- dargestellt.

Die 3 Kurvenzüge zeigen, dass im gesamten Druckbereich $p = 49$—124 mm Hg die Elektronenstromdichte längs der Achse von Anode zu Kathode stetig wächst, dass ferner ein allgemeines Anschwellen der achsialen Stromdichtewerte in der ganzen Bogensäule und insbesondere in Kathodennähe um das Fünffache eintritt, wenn der Gasdruck von $p = 124$ mm Hg auf 49 mm Hg, also um das 2,5fache fällt.

Diese Ergebnisse beweisen das Bestehen eines besonders hoch ionisierten Gasraumes vor der Kathode, wie er schon durch Messungen der Elektrodenspannungen bei kleinen Entladungslängen von A. Güntherschulze[24]) in Glimmentladungen und von P. Bächtiger[25]) und M. Wehrli in dem hier beschriebenen Lichtbogen nachgewiesen worden ist. Dieser kathodische, hochionisierte Gasraum wird nach den genannten Autoren durch die im Kathodenfall stark beschleunigte Elektronengruppe erzeugt. Die bei Druckrückgang besonders auffällige Stromdichtezunahme vor der Kathode ist eine Folge des dabei eingetretenen Reichweitezuwachses dieser Gruppe.

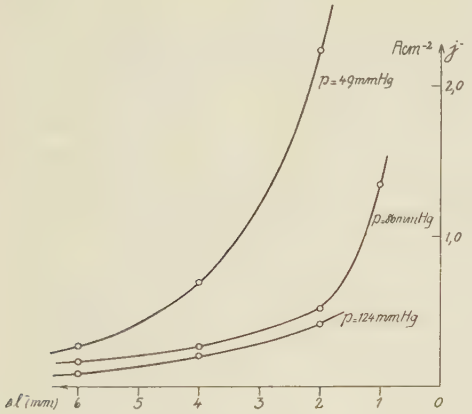

Fig. 18.
Anstieg der Elektronenstromdichte längs der positiven Säule.

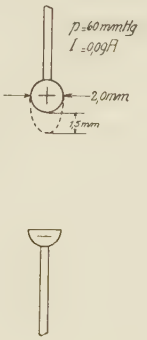

Fig. 19.
Form des anod. Glimmlichtes beim Gasdruck $p = 60$ mm Hg.

Der in den übrigen Teilen der positiven Säule bei Abnahme des Gasdruckes bestehende Anstieg der Elektronenstromdichte kann von zwei Ursachen herrühren: einerseits durch einen bei Gasdruckverminderung einsetzenden Temperaturanstieg des Elektronengases, wie ihn schon I. Langmuir (l. c.) bei etwa tausendmal kleineren Gasdrucken festgestellt hat; anderseits ist die Stromdichtezunahme beim Gasdruckabfall als Folge eines Ionisationszuwachses im Plasma möglich. Obwohl in diesem das thermodynamische Gleichgewicht nicht streng bestehen kann, dürfte doch gemäss den Gleichgewichtsbedingungen beim Druckrückgang eine erhöhte Dissoziation und damit eine Ionisationssteigerung selbst bei unveränderter Elektronentemperatur zu erwarten sein.

§ 10. Stromdichteverteilung und Betriebsstrom.

Verändert man die Stromstärke I des Lichtbogens unter Festhalten der übrigen Entladungsparameter, so zeigt sich auch eine Änderung in den Stromdichtewerten der positiven Säule. In Fig. 20 sind die im Kathodenabstand $\Delta l^- = 4$ mm gemessenen Elektronenstromdichte-Werte $j^-(X)$ eingezeichnet, wobei Kurve 1 den beim Betriebsstrom $I = 0{,}075$ A, Kurve 2 den bei $I = 0{,}12$ A erhaltenen radialen Stromdichteverlauf darstellt. Dabei betrug der Gasdruck p ca. 50 mm Hg. Infolge der mit der Variierung des Bogenstromes eingetretenen verschieden starken Aufheizung

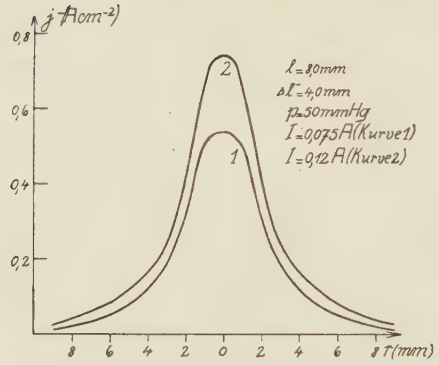

Fig. 20.

Zunahme der Elektronenstromdichte bei Steigerung des Betriebsstromes.

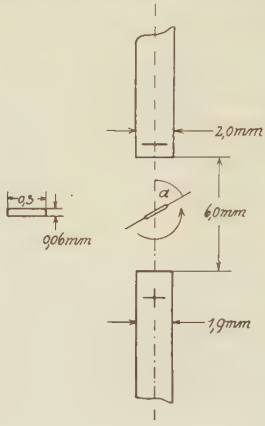

Fig. 21.

Schaufelförmige Sonde in der positiven Säule.

des Gases war eine Druckschwankung von ca. 2 mm Hg nicht zu vermeiden.

Den beiden Kurven in Fig. 20 ist zu entnehmen, dass bei stärkerem Betriebsstrom $I = 0{,}12$ A über dem ganzen Entladungsquerschnitt eine grössere Elektronenstromdichte besteht, als bei $I = 0{,}075$ A.

Es mag überraschen, dass bei fast erreichter Verdopplung der Betriebsstromstärke die Stromdichte j^- nicht stärker angewachsen ist. Dieses Verhalten von j^- ist damit zu begründen, dass für einen bestimmten Entladungsquerschnitt der zweifellos mit anwachsendem Bogenstrom eintretenden Ionisationserhöhung gleichzeitig eine Ionisationsabnahme entgegenwirkt. Nach Messungen von M. Wehrli und P. Bächtiger (l. c.) erfolgt nämlich

im Stickstofflichtbogen bei Steigerung des Betriebsstromes infolge Abnahme des Kathodenfalles ein stetiger Rückgang des hochionisierten kathodischen Gasgebietes gegen die Kathode, was für kathodenfernere Entladungsabschnitte einen Ionisationsverlust bedeutet.

§ 11. Vergleich der Stromdichteverteilung vor der Kathode bei Glimm- und Bogenentladung.

Es gelang, beim Gasdruck $p = 60$ mm Hg, bei derselben Betriebsstromstärke $I = 0{,}07$ A und beim Elektrodenabstand $l = 8{,}0$ mm sowohl eine Glimmentladung, wie auch einen stabilen Lichtbogen zu zünden.

In beiden Entladungsformen wurde im Abstand $\Delta l^- = 2{,}0$ mm die Elektronen- und die Ionenstromdichte-Verteilung gemes-

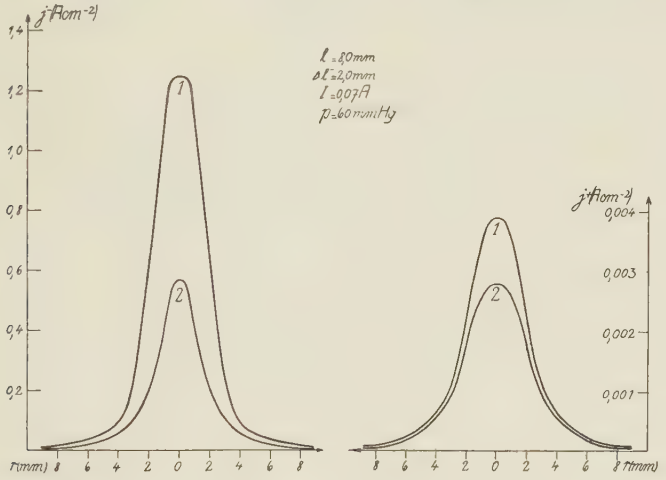

Fig. 22a. Fig. 22b.

Stromdichteverteilung im Lichtbogen und in der Glimmentladung.

sen. In Fig. 22a sind die Kurven, welche den radialen Elektronenstrom-Dichteverlauf in der Glimm- und Bogenentladung wiedergeben, aufgezeichnet. Die im Lichtbogen erhaltenen Stromdichten (Kurve 1) übertreffen die der Glimmentladung (Kurve 2) beträchtlich. Dasselbe Verhalten zeigte sich längs der ganzen positiven Säule, aber nicht derart stark ausgeprägt, wie es in Fig. 22a die 2 Kurven für das kathodennahe Gebiet belegen. Diese vor der Kathode festgestellte grosse Stromdichtedifferenz ist ein Hinweis auf die starke thermische Elektronenemission an der Kathode des Lichtbogens.

Fig. 22b zeigt das der Elektronenstromdichte-Zunahme parallel gehende Anwachsen der Ionenstromdichte beim Übergang von der Glimmentladung (Kurve 2) zum Lichtbogen (Kurve 1). Bildet man die Verhältnisse Elektronen- zu Ionenstromdichte aus den achsialen Werten in Fig. 22a und Fig. 22b, so stellt man für den Übergang von der Glimm- zur Bogenentladung eine grosse Zunahme dieser Quotienten fest, indem in der erstgenannten Entladungsform das Verhältnis 204, in der zweiten 320 beträgt.

Die positive Säule der beiden Entladungsformen zeigte keinen wesentlichen Unterschied in ihrer radialen Ausdehnung.

Zusammenfassung.

Die Untersuchung hatte zum Ziel, mit Hilfe Langmuirscher Sondenmessungen in der positiven Säule des Stickstofflichtbogens die räumliche Verteilung der Elektronen- und Ionenstromdichte, sowie der Raumpotentiale zu ermitteln. Hiezu versagen infolge hoher Gastemperatur die in Gasentladungen niederen Druckes allgemein verwendeten isolierten Sonden. Es musste deshalb ein besonderes Messverfahren für isolationsfreie Zylindersonden ausgearbeitet werden, welches nicht nur Stromdichte- und Raumpotentialmittelwerte einzelner Entladungsquerschnitte zu erhalten gestattet, sondern auch Werte für definierte Entladungspunkte zu liefern vermag.

A) Bei der Anwendung dieses Messverfahrens im Stickstofflichtbogen ist hinsichtlich der Stromdichtebestimmungen zu beachten, dass beim Einführen kalter Sonden in den Bogen sich um diese eine dichtere Gasschicht ausbildet, welche das Einfliessen der Träger hemmt. Mit heizbaren Sonden wurde dieser thermische Effekt untersucht, wobei sich ergab, dass umso genauere Stromdichtewerte erhalten werden können, je dünner die Sonde gewählt wird; indessen sind zu dünne Sonden unbrauchbar, weil sie wegen hoher Temperatur Elektronenemission aufweisen.

B) Das Messverfahren führte im Stickstofflichtbogen zu folgenden Ergebnissen:

1. Hinsichtlich der Raumpotentialverteilung in der positiven Säule sind bei Gasdrucken unter 50—60 mm Hg die Äquipotentialflächen annähernd zur Bogenachse senkrecht liegende Ebenen, während oberhalb dieser Druckgrenze die Flächen besonders in Kathodennähe gegen die Anode gewölbt sind. 2. Die Messungen von M. Wehrli und P. Bächtiger über die Abhängigkeit des Steigungsverlaufes der Ionenstromcharakteristiken von dem im

Raumpotential gemessenen Ionenstrom werden bestätigt. 3. Die stromführenden Gebiete der positiven Säule übertreffen deren leuchtende Zonen beträchtlich. 4. In konstantem Kathodenabstand steigt mit zunehmender Bogenstromstärke die Elektronenstromdichte über dem ganzen Querschnitt der positiven Säule an. Beim Druckzuwachs von 49 mm Hg auf 124 mm Hg sinkt die Elektronen- und Ionenstromdichte im Entladungsgebiet; dessen Querausdehnung bleibt hingegen nahezu unverändert. 5. Längs der Bogenachse nimmt sowohl die Elektronen- als die Ionenstromdichte von der Anode zur Kathode zu, wobei dieser Stromdichtegradient bei abnehmendem Gasdruck in Kathodennähe stark ansteigt. 6. In Richtung von Kathode zu Anode besteht eine Abnahme des Verhältnisses von Elektronen- zu Ionenstromdichte. 7. Stromdichtemessungen in einem Lichtbogen und in einer Glimmentladung ergeben bei derselben Betriebsstromstärke und bei übereinstimmendem Gasdruck für die Bogenentladung bedeutend grössere Dichtewerte.

Die vorliegende Untersuchung ist auf Anregung von Herrn Prof. Dr. M. Wehrli entstanden und in der physikalischen Anstalt der Universität Basel durchgeführt worden. Dem Vorsteher der Anstalt, Herrn Prof. Dr. A. Hagenbach bin ich für zahlreiche fördernde Anregungen, sowie für die Überlassung der Institutsmittel zu grossem Dank verpflichtet. Ganz besonderen Dank schulde ich auch Herrn Prof. Dr. Wehrli für die vielen Diskussionen und wertvollen Ratschläge, die er mir hat zuteil werden lassen.

Physikalische Anstalt der Universität Basel.

Literatur.

[1]) I. Langmuir, Gen. Electr. Rev. **26**, 731, 1923, Journ. Frankl. Inst. **196**, 751, 1923.
I. Langmuir und H. Mott-Smith, Gen. Electr. Rev. **27**, 449, 538, 616, 762, 810, 1924; Phys. Rev. **28**, 727, 1926.
L. Tonks, H. Mott-Smith und I. Langmuir, Phys. Rev. **28**, 104, 1926.
[2]) J. Dürrwang, Helv. Phys. Acta **8**, 333, 1935.
[3]) W. B. Nottingham, Journ. Frankl. Inst. **206**, 43, 1928, **207**, 300, 1929.
[4]) M. Wehrli, Helv. Phys. Acta **3**, 180, 1930.
[5]) R. Seeliger und R. Hirchert, Ann. d. Phys. **11**, 817, 1931.
[6]) E. H. Bramhall, Phil. Mag. **13**, 682, 1932.
[7]) J. Leland Meyer, ZS. f. Phys. **87**, 1, 1933.
[8]) K. Sommermeyer, ZS. f. Phys. **90**, 232, 1934.
[9]) M. J. Druyvesteyn, ZS. f. Phys. **81**, 571, 1933.
[10]) M. Wehrli, ZS. f. Phys. **44**, 301, 1927, Helv. Phys. Acta **1**, 323, 1928.
[11]) E. Sieboth, Helv. Phys. Acta **4**, 153, 1931.
[12]) F. Penning, Physica **6**, 241, 1926.
[13]) M. Wehrli und P. Bächtiger, Helv. Phys. Acta **4**, 290, 1931.
[14]) C. Zwikker, Diss. Amsterdam 1925.
[15]) E. F. Buchmann, ZS. f. techn. Phys. **15**, 180, 1934.
[16]) A. Ahearn, Phys. Rev. **38**, 1859, 1931.
[17]) H. Farnworth, Phys. Rev. **25**, 41, 1925.
[18]) H. Salinger, Ann. d. Phys. **54**, 296, 1917.
[19]) R. Seeliger, Phys. ZS. **15**, 777, 1914.
[20]) R. Holm, Phys. ZS. **15**, 782, 1914.
[21]) K. G. Emeleus und W. L. Brown, Phil. Mag. **7**, 17, 1929.
[22]) M. Wehrli und P. Bächtiger, Helv. Phys. Acta **5**, 233, 1932.
[23]) A. Güntherschulze, ZS. f. Phys. **91**, 724, 1934.
[24]) A. Güntherschulze, ZS. f. Phys. **30**, 175, 1924.
[25]) P. Bächtiger und M. Wehrli, Helv. Phys. Acta **4**, 31, 1931.
P. Bächtiger, Helv. Phys. Acta **4**, 409, 1931.

Curriculum vitae.

Ich, Arnold Sibold, wurde als schweizerischer Staatsangehöriger am 19. Juli 1907 als Sohn des Arnold Sibold, Metzgermeister, und seiner Gattin Marie, geb. Klemm, in meiner Heimatstadt Rheinfelden (Kt. Aargau) geboren, wo meine Eltern noch heute leben.

Von 1914 bis 1923 besuchte ich die Rheinfelder öffentlichen Schulen und trat im Frühjahr 1923 in die ehemalige Obere Realschule in Basel ein, deren Maturitätszeugnis ich im Herbst 1926 erhielt.

Vom W.-S. 1926/27 bis W.-S. 1928/29 studierte ich an der Universität Basel, im S.-S. 1929 an der Universität Berlin und vom W.-S. 1929/30 bis W.-S. 1935/36 wieder an der Universität Basel vornehmlich Physik, Mathematik, Chemie, physikalische Chemie und Geographie.

Ich besuchte Vorlesungen, Seminare und Praktika der folgenden Dozenten:

in Basel: A. L. Bernoulli, P. Buchner, F. Bürki, A. Buxtorf, F. Fichter, H. Gschwind, A. Hagenbach, H. Hassinger, P. Häberlin, F. Jaeger, W. Matthies, H. Mohrmann, A. Ostrowski, H. Rupe, E. Schubarth, O. Spiess, H. Veillon, P. Vosseler, M. Wehrli, H. Zickendraht, F. Zschokke;

in Berlin: H. Kallmann, N. Krebs, F. London, R. v. Mises, H. Pollaczek.

Vom Oktober 1931 bis Oktober 1932 war ich Assistent an der physikalischen Anstalt der Universität Basel. Vom Frühjahr 1933 bis Frühjahr 1934 besuchte ich das Lehrerseminar des Kantons Basel-Stadt. Vom Herbst 1934 bis Herbst 1935 war ich Fachlehrer an einer Basler Privatschule.

Die vorliegende Dissertation entstand unter der Leitung von Herrn Prof. M. Wehrli.

Meinen Lehrern, insbesondere Herrn Prof. A. Hagenbach und Herrn Prof. M. Wehrli danke ich geziemend für die mir gebotenen wertvollen Ratschläge und Anregungen.